IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLV

SERIE IV. - Tomo IX. *Gennaio 1899*

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1899

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1898.

Journal de Physique. — 1898.

Annales de Chimie et de Physique. — 1898.

The Physical Review. — 1898-99.

Archives des Sciences Phys. et nat. — 1899.

Wiedemann's Annalen. — 1897.

Philosophical Magazine. — 1898-99.

Comunications from the physical laboratory of Leiden. — 1899.

RICERCHE CRIOSCOPICHE ED EBULLIOSCOPICHE

di A. BATTELLI e A. STEFANINI.

1. Nel fascicolo dello *Zeitschr. f. phys. Chemie* pubblicato il 30 Dicembre 1898, si trova una importante Memoria di F. M. Raoult « sulla crioscopia di precisione », nella quale sono indicate le cautele da usarsi per ottenere valori esatti del punto di congelamento delle soluzioni diluite.

Nel nostro studio sulla dissociazione elettrica, che presentammo al R. Istituto Lombardo nell'Aprile 1898 per il concorso al premio Cagnola, fummo noi pure condotti — esponendo la teoria dei metodi crioscopici ed ebullioscopici — ad indicare in qual modo possano eliminarsi le cause d'errore che in essi si presentano, e comunicammo i resultati di alcune nostre esperienze sopra soluzioni diluite di zucchero di canna e di tartaro emetico.

La nuova pubblicazione del Raoult, sebbene egli avesse già esposto in gran parte, in note preliminari, le esperienze da lui eseguite, ci induce a dare comunicazione di quelle nostre esperienze anche nel *Nuovo Cimento*, tantopiù che i resultati nostri non solo concordano con quelli dell'eminente chimico di Grenoble, ma li completano, avendo noi spinto le ricerche a maggiori diluizioni. Come anche si completano i modi da lui e da noi seguiti per determinare la temperatura vera di congelazione; poichè mentre noi abbiamo indicato le varie correzioni

che si debbono portare alla temperatura direttamente osservata, il Raoult, rendendo trascurabile la differenza fra la temperatura di convergenza del bagno crioscopico e la temperatura di congelazione, ha potuto fare a meno di applicare molte di quelle correzioni.

Stralciamo senz'altro dal lavoro presentato il 30 Aprile 1898 all'Istituto Lombardo la parte che si riferisce alle misure crioscopiche, e prendiamo occasione per pubblicare insieme le ricerche che facemmo sulla ebullioscopia.

Ricerche crioscopiche.

2. Già sulla fine del secolo scorso era noto pei lavori di Blagden, che il punto di congelazione dell'acqua, che tenga in soluzione una sostanza qualunque, dipende dal peso della sostanza disciolta, e le diverse condizioni che il fenomeno presenta furon poi studiate da Despretz, da Dufour, ecc.; ma la crioscopia vera e propria, come adesso è intesa, data veramente dai lavori del De Coppet [1]) e del Raoult [2]). Fu tenendo conto dell'influenza che esercita la concentrazione, che essi introdussero la nozione di *abbassamento molecolare* del punto di congelamento, della cui determinazione sperimentale dobbiamo occuparci.

Per misurare la temperatura di congelazione di un liquido, il procedimento teorico generale non differisce da quello che ordinariamente si adopera tanto per determinare la temperatura alla quale avviene la fusione della sostanza precedentemente solidificata, quanto per determinare quella di solidificazione.

Ciò quando si tratta di liquidi puri omogenei, come ad es. l'acqua, il benzene, l'acido formico ecc. Ma per le soluzioni, quando sieno raffreddate, si presenta una soprafusione, che si può far cessare gettandovi un pezzetto di ghiaccio. E fu osservato da Despretz che quando la soprafusione cessa, la temperatura aumenta rapidamente, per divenir poi stazionaria ed assumere costantemente uno stesso valore, per

1) Ann. de Chim. et de Phys. (4), vol. 25, p. 502 e vol. 26, p. 98, 1872.
2) Ann. de Chim. et de Phys. (6), vol. 2, p. 93, 1884.

una soluzione data, qualunque sia l'abbassamento di temperatura che aveva precedentemente subìto la soluzione.

Questa temperatura costante, che si ha al cessare della soprafusione, è quella che si prende per *punto di congelazione della soluzione.*

Per determinarla con quella precisione che è necessaria, e che deve esser tanto maggiore quanto più diluita è la soluzione per la quale si voglia dedurre l'*abbassamento molecolare*, non si può sopraraffreddare comunque la soluzione, ed osservare poi semplicemente ciò che accade quando l'ambiente esterno o la formazione di ghiaccio dà al recipiente il calore necessario a raggiungere la temperatura finale di equilibrio sopra indicata; ma bisogna tener conto di molte cautele e di alcune correzioni che debbono portarsi alla lettura termometrica diretta: cautele e correzioni che ora esporremo singolarmente.

Cautele e correzioni.

3. La temperatura *vera* di congelazione differisce da quella apparente, stazionaria, che succede al cessare della soprafusione, per cause di natura assai diversa; onde alla lettura termometrica bisogna arrecare delle correzioni che dipendono:

a) dallo scambio di calore fra la soluzione e l'ambiente esterno;

b) dal calore che l'agitazione, necessaria per mantenere uniforme la temperatura in tutta la massa, comunica al liquido;

c) dal calore ceduto od assorbito dal ghiaccio che si forma o che si fonde nella soluzione;

d) dalla variazione che possono determinare nella temperatura le variazioni di pressione;

e) dalle variazioni di concentrazione della soluzione, per la formazione del ghiaccio (solidificazione del solvente);

f) dalla natura dell'acqua usata per la soluzione;

g) dall'esattezza della lettura termometrica.

4. Vediamo quale influenza esercitino queste diverse cause.

a) Scambio di calore fra la soluzione e l'ambiente esterno. — Ammettendo che anche nel caso che noi studiamo sia valida la legge di Newton, se indichiamo con θ la temperatura dell'ambiente in cui la soluzione è posta, e con t la temperatura che essa soluzione ha al tempo τ, si avrà, per la velocità con la quale varia questa temperatura t, la relazione

$$(1) \qquad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_a = C\,(\theta - t) \text{ [1]}.$$

La costante C, che rappresenta la velocità con la quale varia la temperatura della soluzione quando la sua temperatura differisca di 1° C. da quella dell'ambiente, è proporzionale inversamente alla massa e al calore specifico, e direttamente alla superficie totale del liquido.

L'influenza della correzione dovuta a questa causa si farà sentire tanto più, quanto più piccola sarà la massa della soluzione adoperata, e quanto meno difeso dal raggiamento esterno sarà il termometro.

In alcuni apparecchi crioscopici (ad es. in quelli di Lewis, di Jones), la soluzione non è difesa dall'irraggiamento nella sua parte superiore per mezzo del miscuglio frigorifico, che è posto soltanto lateralmente. Allora, mentre si raffredda dalla parte inferiore, il recipiente si riscalda dalla superiore; e si otterrà una temperatura t' di equilibrio, che sarà più alta di quella del refrigerante, e sarà caratteristica di ciascun apparecchio.

b) Riscaldamento dovuto all'agitazione. — Se il liquido è agitato in modo irregolare, riesce impossibile valutare il riscaldamento che ne consegue; ma se l'agitatore è mantenuto in moto uniforme, si può ritenere che la quantità di calore che viene comunicata al liquido sia uguale in tempi uguali; onde la velocità con la quale per questo motivo varia la temperatura del liquido sarà costante, e si potrà porre

$$(2) \qquad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_b = K\,,$$

1) La lettera posta in basso, fuori della parentesi, significa che nel calcolo di $\frac{dt}{d\tau}$ si tien conto della causa indicata con la medesima lettera nel § precedente.

ove K è una costante, che sarà inversamente proporzionale alla massa e al calore specifico del liquido.

Se non vi fossero altre cause da considerare, l'effetto complessivo di queste prime due sarebbe rappresentato dall'equazione

$$(3)\qquad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{a,b} = \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_a + \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_b = C(\theta - t) + K\,.$$

Con tale equazione noi veniamo a definire quella che si chiama *temperatura di convergenza*, cioè quel valore t_0, della temperatura t che comparisce nella (3), al quale la soluzione tenderebbe, se non vi fosse da tener conto della correzione *c)* di cui diremo tra poco; cioè, se nella soluzione stessa non si avesse nè formazione, nè fusione di ghiaccio. È evidente che questa temperatura t_0 sarà quella che si avrà facendo $\frac{dt}{d\tau} = 0$ nella (3); cioè, quella per cui

$$C(\theta - t_0) + K = 0\,.$$

Ora, da questa uguaglianza si ottiene

$$\theta = t_0 - \frac{K}{C}\,,$$

e portando il valore di θ nella (3) si ha

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{a,b} = C\left(t_0 - \frac{K}{C} - t\right) + K\,,$$

ossia

$$(4)\qquad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{a,b} = C(T_0 - t)\,.$$

Questa equazione, integrata, ci dà

$$(5)\qquad C(\tau_2 - \tau_1) = \log_e \frac{t_0 - t_1}{t_0 - t_2}\,,$$

che potrà servire a determinare sperimentalmente il valore di C.

Le condizioni migliori si raggiungeranno, allorchè l'agitazione sarà ridotta al minimo.

c) Calore ceduto o assorbito dal ghiaccio. — La valutazione esatta della correzione dovuta a questa causa è più dif-

ficile ad eseguirsi, perchè mancano dati sicuri sulla velocità con la quale il ghiaccio si forma o si scioglie in seno alle soluzioni. Onde studiare questa causa, occorre peraltro scindere il caso in cui il ghiaccio fonde, da quello in cui esso si forma in seno alla soluzione.

c_1) Nel caso della fusione del ghiaccio, Nernst e Abegg [1]) ammettono che la velocità con la quale il ghiaccio si scioglie, a parità di altre condizioni, sia proporzionale alla differenza fra la temperatura di congelazione *vera* T_0 e la temperatura attuale t della soluzione, e a conferma di ciò citano alcune ricerche del Boguski [2]) sulle soluzioni dei metalli negli acidi; onde essi pongono

$$(6) \qquad \left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{c_1} = C_1 (T_0 - t) \, .$$

La costante C_1 sarà direttamente proporzionale alla superficie totale del ghiaccio o del solvente solidificato, che è presente nel liquido al tempo τ, e al suo calore di fusione.

Ma veramente nè le esperienze del Boguski, nè quelle dello Spring [3]), che studiò lo stesso problema più recentemente, potrebbero autorizzare a far uso di un'equazione così semplice, quale la (6), per rappresentare la velocità di fusione del ghiaccio; onde ci sembra più accettabile l'altra equazione proposta dal Wildermann [4]) e da esso verificata con molta approssimazione studiando la fusione di cubi di ghiaccio posti nell'acqua o in soluzioni diversamente concentrate, cioè:

$$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{c_1} = K_1 (T_0 - t) \left[(T_0 - t_s) - (t_l - t)\right] ,$$

nella quale t_s rappresenta la temperatura a cui il liquido era sopraraffreddato al di sotto della temperatura T_0, e t_l è la temperatura del liquido con il quale il ghiaccio che si separa dal liquido sopraraffreddato viene a contatto.

Ma $t_l - t$ è sempre molto piccolo; onde si può benissimo trascurare, e porre:

1) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 682, 1894.
2) Ber. d. Deut. Chem. Gesell. 9, p. 1646, 1876.
3) Zeits. f. phys. Chem. 1, p. 209, 1887.
4) Phil. Mag. (5), 44, p. 459, 1897.

(7) $$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{c_1} = K_1 (T_0 - t)(T_0 - t_s) .$$

Sotto questa forma veramente l'equazione del Wildermann non differisce dalla (6), cioè, da quella di Nernst e Abegg; perchè essendo $T_0 - t_s$ costante, ponendo

$$K_1 (T_0 - t_s) = K_2$$

la (7) coincide con la (6). Ma per la discussione la (7) ha il vantaggio di mettere in evidenza un altro fattore, da cui dipende la velocità della fusione del ghiaccio.

c_2) Un'equazione analoga alla (7) vale, secondo le esperienze del Wildermann, pel caso che in un liquido soprarafreddato si formi del ghiaccio; onde avremo

(8) $$\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{c_2} = C' (T_0 - t)(t - t_s) .$$

Ora, la costante C' sarà proporzionale al calore di fusione e alla superficie del ghiaccio presente, e inversamente proporzionale al calore specifico del liquido.

d) Influenza delle variazioni di pressione. — Poichè la temperatura di fusione del ghiaccio dipende dalla pressione cui è sottoposto, è chiaro che ad ogni temperatura di congelazione vi sarà un solo valore per la pressione di equilibrio fra l'acqua e il ghiaccio. Cioè: se una particella di ghiaccio è in equilibrio di fusione quando si trova nello strato di mezzo della soluzione, a un livello più alto aumenterà di volume, a un livello più basso si fonderà.

Veramente questa causa influirà ben poco sui resultati che si hanno colle soluzioni acquose, perchè si sa che per l'aumento di un'atmosfera nella pressione, la temperatura di congelazione dell'acqua varia di 0°,0075; quindi per 10 cm. di dislivello nell'acqua la variazione della temperatura sarebbe di 0°,000072, assai inferiore agli errori di osservazione nei metodi comuni, e dell'ordine degli errori sperimentali nei più accurati. Non sarà sempre indifferente però per altri solventi, perchè tale variazione, essendo in ragione inversa del calore di fusione, può raggiungere valori discreti. Per es. Bunsen la trovò di circa 0°,04 per atmosfera nella paraffina.

Non sarà quindi inopportuno agitare la soluzione anche nel senso verticale; tanto più che l'agitazione verticale è necessaria per impedire la disuguaglianza della temperatura nei vari strati del solvente.

E per la stessa ragione in taluni casi bisognerà, durante l'esecuzione della misura, tener conto della pressione atmosferica, per apportare nel resultato la correzione relativa.

e) Variazioni della concentrazione. — La concentrazione della soluzione può indicarsi o in grammi molecola per 1000 grammi di solvente, o in grammo molecola per litro; cioè, o a peso, o a volume. Il primo modo è quello usato da Raoult, Tammann, Beckmann; l'altro da Arrhenius.

Ma si adotti l'uno o l'altro modo, è evidente che, quando si voglia valutare l'abbassamento molecolare, quello che occorre conoscere è la concentrazione, non già della soluzione che si è introdotta nella provetta crioscopica, ma quella che la soluzione ha al momento in cui si legge la temperatura di congelazione. E per la separazione di ghiaccio che sempre si presenta, è chiaro che tal concentrazione verrà a cambiare.

f) Influenza della natura del solvente. — Quando si studiano delle soluzioni molto diluite è di grande importanza assicurarsi della purezza del solvente. Come pure deve tenersi conto delle variazioni che sui resultati può produrre l'aria disciolta nel liquido. Le esperienze del Ponsot [1]) ci mostrano infatti che il punto di congelazione delle soluzioni di NaCl è più basso per le soluzioni fatte in acqua aerata, che per quelle fatte nell'acqua appena ottenuta dalla distillazione. Cioè, l'aria sciolta nell'acqua aumenta il coefficiente d'abbassamento del sale disciolto.

Potranno dunque convenire cure speciali, perchè l'acqua sia disaerata [2]).

1) Recherches sur la congelation des solutions acqueuses étendues, Paris, Gauthier-Villars, 1896; Ann. de Chim. et de Phys. (7), vol. 10, pag. 79, 1897.

2) Tale precauzione invece riesce inutile secondo Raoult (Zeits. f. ph. Chemie, 27, p. 651, 1898), perchè nel tempo che dura un'esperienza l'acqua assorbe quasi tutta l'aria che può tenere disciolta, e cotale soluzione, rapida dapprincipio, si fa molto lenta dopo circa due ore.

g) Esattezza della lettura termometrica. — Dovendosi tener conto, nella misura delle temperature, anche dei millesimi di grado, si comprende quanto grandi dovranno essere le cure e le precauzioni nell' eseguirla.

Perciò non solo si dovrà evitare ogni errore nella determinazione dello zero della scala, e nella rettificazione delle divisioni, ma si dovrà pure fare esattissimo calcolo della correzione per la colonna sporgente e per la pressione esterna, come pure si dovrà calcolare o rendere praticamente nullo l'errore dovuto alla capillarità.

Una influenza non trascurabile può avere sull' esattezza della misura anche il ritardo del termometro, perchè se si osserva la temperatura della soluzione con un termometro poco sensibile, si vede a un dato momento la colonna di mercurio rimaner fissa per un certo tempo, ma se si adopera un termometro via via più sensibile, questo tempo diminuisce fino a diventare brevissimo; quindi può darsi che lo strumento non raggiunga, per causa del ritardo, la temperatura massima a cui arriva la soluzione. Bisognerà adunque cercare di tener conto, o di rendere piccolissimo, anche siffatto errore.

Infine, sarà utile evitare che avvenga raggiamento di calore fra il bulbo del termometro e le pareti del recipiente.

Modo di tener conto delle diverse cause d' errore.

4. Esaminate così le varie cause che influiscono sull' esattezza della determinazione della temperatura di congelamento, vediamo in qual modo se ne dovrà tener conto, perchè i resultati di una determinazione crioscopica sieno attendibili. E per continuare l' ordine sopra seguito, vediamo da prima come si deve tener conto dei *fenomeni termici propriamente detti*, cioè, cominciamo con lo

Studio delle cause a), b), c). — Dovremo, per maggior chiarezza, separare il caso in cui si tratti di una determinazione sola di un punto di congelamento, da quello in cui si studi come varia la depressione di quella temperatura in soluzioni diversamente concentrate.

4. Determinazione di un punto di congelamento.

5. La differenza che passa fra le formule (7) e (8) rende necessario studiare separatamente le due condizioni c_1) e c_2) cui esse si riferiscono.

I. *Sia il caso in cui si fonde del ghiaccio, o del solvente solidificato.* — Allora, poichè si può applicare il principio della sovrapposizione degli effetti dovuti a cause diverse, la velocità con la quale varia la temperatura della soluzione per le cause *a), b), c)*, sarà

$$\frac{dt}{d\tau} = C(\theta - t) + K + K_1 (T_0 - t)(T_0 - t_s);$$

ossia, per le (3) e (4)

$$\frac{dt}{d\tau} = C(t_0 - t) + K_1 (T_0 - t)(T_0 - t_s). \tag{9}$$

Ora vi sarà certamente un valore della temperatura t, che chiameremo t', pel quale si avrà l'equilibrio fra il calore ceduto e quello acquistato nello stesso tempo dalla soluzione, per l'azione simultanea delle cause ora considerate. Per quella temperatura dovrà quindi aversi $\left(\frac{dt}{d\tau}\right)_{t'} = 0$; ossia, per la (9),

$$C(t_0 - t') + K_1 (T_0 - t_s)(T_0 - t') = 0. \tag{10}$$

Per quel che abbiamo visto più sopra (pag. 11), in questa equazione (10) si può mettere $K_1 (T_0 - t_s) = K_2$, e quindi essa si può scrivere:

$$t' = T_0 + \frac{C}{K_2}(t_0 - t'). \tag{10'}$$

Da questa si ricava finalmente

$$t' = \frac{T_0 + \frac{C}{K_2} t_0}{1 + \frac{C}{K_2}}. \tag{11}$$

È da notare che quest'ultima equazione vale pel caso in cui la temperatura di convergenza t_0 sia superiore alla temperatura di congelazione T_0. Essa ci dice che in tal caso la temperatura a cui si fermerà il termometro differirà dal valore della

temperatura vera di congelazione, di una quantità che dipenderà essenzialmente dalle condizioni sperimentali adoperate. Ed essa ci dà anche il modo di ricercare quali sono le migliori condizioni, che ci condurranno ai resultati più attendibili.

α). La condizione ideale, come dice la (10'), sarebbe quella di ottenere

$$t' = t_0,$$

cioè, la temperatura di equilibrio finale uguale a quella di convergenza. Ma questo è impossibile, per la definizione stessa di t_0 (vedi pag. 9), perchè bisognerebbe che non esistesse la causa che dà luogo alla correzione c).

Si dovrà tuttavia cercare di render $t_0 - t'$ minore che sia possibile; cioè, si dovrà scegliere quel modo di sopraraffreddamento, pel quale la stessa quantità di liquido, per lo stesso valore di $t_0 - t'$, si raffreddi della minor quantità.

Ma per render t' più prossimo che è possibile a T_0, restano in nostro potere le quantità C e K_2; e dovremo evidentemente sceglier quelle condizioni, nelle quali C assuma il valore più piccolo e K_2 il valore più grande che è possibile.

β). *Valore più conveniente della quantità di soluzione.* — Si è visto che C è inversamente proporzionale alla massa del liquido. Gioverà quindi prendere più grande che si potrà la quantità di soluzione su cui si esperimenta. Ma si badi, che non sarà lecito sorpassare un certo limite; perchè si è anche visto che C è direttamente proporzionale alla superficie totale del liquido, e per questo lato gioverebbe far uso di piccola quantità di soluzione. Peraltro non si può dire nulla di ben determinato a questo proposito, perchè il modo preciso con cui C dipende dalla massa, dalla superficie, e dal calore specifico del liquido, ci è in gran parte sconosciuto. Si può tuttavia affermare che si avrebbe vantaggio nell' uso di un recipiente di forma sferica, poichè questa, per una data superficie, racchiude il massimo volume.

Si può anche osservare che dal significato fisico che per la costante C abbiamo dedotto dalla (1), si riconosce che avremo vantaggio nell' uso di quelle disposizioni, per le quali la varia-

zione di temperatura della soluzione crioscopica procederebbe con la maggior lentezza se non si avesse in seno alla provetta nè formazione, nè fusione di solvente solido. Per questa ragione un bagno d'aria sarebbe preferibile ad un bagno liquido; perchè in un bagno liquido il valore di C può divenire fino a 20 volte maggiore che per un bagno d'aria.

γ) Il ghiaccio, che si forma entro la soluzione, è vantaggioso che abbia la superficie più grande possibile; perchè a questa superficie è proporzionale il valore di K_2, che la (11) ci dice esser conveniente sia resa più grande che si può.

Converrà dunque che il raffreddamento che si fa subire alla soluzione prima della deposizione del ghiaccio sia relativamente grande, e converrà procurare che il ghiaccio si separi in forma di aghetti, fini più che è possibile. Ora, quest' ultimo effetto si potrà ottenere se la temperatura del bagno refrigerante nel quale il ghiaccio vien sopraraffreddato non è troppo bassa; altrimenti si formerebbe in grossi pezzi. L'agitazione del liquido potrà favorire la formazione di piccoli aghetti, e impedire che il ghiaccio aderisca in lamine sulle pareti, sul fondo del recipiente e sopra il bulbo del termometro.

Resulta da tutto ciò, che saranno dunque difettosi i metodi nei quali, al momento in cui si determina il punto di congelamento, quasi tutto il ghiaccio nel liquido crioscopico sia fuso; perchè sarà per tal modo assai piccolo il valore di K_2.

II. Esaminiamo ora il caso in cui *entro la soluzione viene formandosi del ghiaccio.* — La differenza dal caso precedente consiste nel dover sostituire, nelle nostre considerazioni, la formula (8) alla (7).

L'equilibrio sarà ora raggiunto per quella temperatura t' per la quale si abbia:

$$\frac{dt}{d\tau} = C(t_0 - t') + C_1(T_0 - t')(t' - t_1) = 0 . \tag{12}$$

L'equazione che così abbiamo ottenuta è di 2° grado rispetto a t', e ponendo $\frac{C}{C_1} = a$, ricaviamo per t' il valore

$$2t' = T_0 + t_1 - a \pm \sqrt{(a - t_1 - T_0)^2 - 4(T_0 t_1 - a t_0)} . \tag{13}$$

Ma per la discussione che c' interessa, non è necessario ricorrere a questa forma così complicata; bensì si può far uso dell' altra, che si ricava dalla (12):

$$t' = T_0 + \frac{C}{C_1} \frac{(t_0 - t')}{(t' - t_s)}, \qquad (14)$$

che, pur non essendo risoluta rispetto a t', servirà a darci le indicazioni necessarie allo scopo.

E risulta anche qui che, non potendo fare nè

$$t_0 - t' = 0,$$

nè

$$t' - t_s = \infty,$$

per render t' il meno possibile diverso da T_0 dovremo:

1) render $t_0 - t'$ più piccolo che si può;

2) adoperare la maggior quantità possibile di soluzione, onde C assuma il valore minimo possibile;

3) far in modo che il ghiaccio che si forma abbia la massima superficie, perchè C_1 acquisti il maggior valore.

Si vede che queste condizioni sono le stesse di quelle ottenute nel caso I; non occorre quindi insistervi ulteriormente.

Dobbiamo però far notare un vantaggio che questo caso presenta sul precedente. Essendo ora la temperatura di convergenza inferiore a quella di congelazione, la temperatura di congelazione apparente t' sarà inferiore a quella vera T_0. Il ghiaccio che si forma, non potendo fondere che ad una temperatura superiore a T_0, potrà dunque assumere, per conduzione, la temperatura del liquido. Non si rende quindi necessario, in questo caso, di evitare la formazione di un involucro di ghiaccio sul bulbo del termometro.

B. Determinazione del punto di congelamento in soluzioni diversamente concentrate.

6. I. *Caso in cui si fonde del solvente solido.* — Per determinare la depressione che una sostanza disciolta produce sul punto di congelazione di un solvente, è necessario far due misure: una per il punto di congelazione del solvente, l'altra per quello della soluzione.

Le formule che valgono nei due casi sono le stesse; e son quelle di cui ci siamo serviti per le discussioni precedenti; ma è da avvertire che in esse le costanti C e K_2, e i valori delle temperature d'equilibrio, di convergenza e di congelazione sono diversi per il solvente puro e per la soluzione.

Cioè, dalla (11) si avrà: pel solvente puro

$$(15)\qquad t' = \frac{T_0 + \frac{C}{K_2} t_0}{1 + \frac{C}{K_2}} = \frac{T_0}{a} + \left(1 - \frac{1}{a}\right) t_0,$$

e per la soluzione:

$$(16)\qquad t'' = \frac{T'_0 + \frac{C'}{K'_2} t'_0}{1 + \frac{C'}{K'_2}} = \frac{T'_0}{a'} + \left(1 - \frac{1}{a'}\right) t'_0,$$

avendo posto:

$$(17)\qquad 1 + \frac{C}{K_2} = a \qquad 1 + \frac{C'}{K'_2} = a'.$$

Per la *depressione apparente* del punto di congelamento avremo quindi

$$(18)\qquad t' - t'' = \frac{T_0}{a} - \frac{T'_0}{a'} + t_0 - t'_0 + \frac{t'_0}{a'} - \frac{t_0}{a}.$$

Risulta evidente che ciò che interessa di ottenere adesso, è che possa rendersi più piccola che è possibile la differenza fra a ed a', e fra t_0 e t'_0. Vediamo entro quali limiti ciò potrà effettuarsi.

α) La differenza $a - a'$ che è uguale a $\frac{C}{K_2} - \frac{C'}{K'_2}$, diverrebbe uguale a zero quando fosse verificata la condizione:

$$\frac{C}{C'} = \frac{K_2}{K'_2}.$$

Ma si deve osservare che può rendersi molto piccola quando C differisca pochissimo da C', e K_2 pochissimo da K'_2.

Ora, solo la prima di queste ultime due condizioni può ritenersi verificata sempre per le soluzioni molto diluite, nelle quali il sopraraffreddamento si compirà con una velocità presso che uguale a quella che si ha per il solvente puro.

Quanto alla seconda, si rammenti che per ottenere la (11) ponemmo

$$K_2 = K_1 (T_0 - t_s) ;$$

onde, se si vorrà che K_2 differisca pochissimo da K'_2, bisognerà intanto fare in modo che, sia per il solvente puro, quanto per la soluzione, si abbia lo stesso sopraraffreddamento al di sotto della temperatura di congelazione vera. Sodisfatta questa condizione, si può ammettere che, tanto per il solvente puro, quanto per le soluzioni molto diluite, si abbia $K_2 = K'_2$; questo non sarà però ammissibile per soluzioni concentrate, a meno che il bagno refrigerante non venga via via cambiato in modo che la temperatura di convergenza della soluzione sia inferiore alla temperatura di convergenza del solvente puro, di una quantità uguale all'abbassamento del punto di congelazione della soluzione studiata.

β). La differenza fra t_0 e t'_0 si potrà sempre rendere piccolissima per soluzioni molto diluite; ciò non sarà facile per quelle concentrate.

Quando le condizioni sperimentali sien tali da poter ritenere $a = a'$ e $t_0 = t'_0$, avremo dunque dalla (18) la relazione

$$(19) \qquad t' - t'' = \frac{T_0 - T'_0}{a} = (T_0 - T'_0) : \left(1 + \frac{C}{K_2}\right).$$

E quest'ultima relazione ci porta a concludere, che le condizioni sperimentali più convenienti per una buona misura di una depressione nel punto di congelamento, sono le stesse di quelle che valgono per la misura di un punto di congelazione. Perchè la (19) ci mostra che $t' - t''$ differirà il meno possibile da $T_0 - T'_0$, quando C acquisti il più piccolo e K_2 il più grande valore possibile.

II. *Caso in cui si solidifica del solvente nella soluzione.* — Senza dilungarci inutilmente nell'esporre tutte le formule

algebriche che conducono al resultato finale, basterà dire che, seguendo un metodo perfettamente simile al precedente, quando le condizioni sperimentali permettano di ritenere $C = C'$ e $C_1 = C'_1$, $t' - t_s = t'' - t'_s$, $T_0 - t_s = T'_0 - t'_s$, dalla (14) si ottiene la relazione

$$(20) \qquad t' - t'' = T_0 - T'_0 + \frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'_0}{T_0 - t_s}.$$

Questa ci mostra che, per valutare l'errore commesso in una misura di tal genere, bisognerebbe conoscere i valori C e C_1 e quelli di $t_0 - t'_0$ e di $T_0 - t_s$.

Le condizioni migliori sono anche qui le stesse che si son trovate nel caso I; e anche qui continua ad aversi il vantaggio, che non è necessario evitare la formazione dell'involucro di ghiaccio sul bulbo termometrico.

7. **Studio delle cause** *d, e, f, g.* — Esaurito lo studio delle variazioni dovute alle prime tre cause considerate nel § 3, vediamo ora l'azione delle rimanenti.

d) Pressione atmosferica. — L'influenza della pressione sulla temperatura di congelazione è data dalla nota formula di James Thomson

$$\frac{dt}{dp} = \frac{1}{E} \frac{T}{L}(v' - v),$$

dove dt rappresenta la variazione della temperatura dovuta al cambiamento dp della pressione; T la temperatura assoluta della congelazione, L il calore di fusione, e v' e v i volumi specifici allo stato liquido e allo stato solido.

Ma bisogna pur avvertire che le variazioni che per effetto della pressione si osservano nella temperatura di congelazione, sono talora per la massima parte da attribuire all'influenza della pressione sul bulbo del termometro.

Così per es. il Lewis [1]) trovò i seguenti valori per il punto di congelazione dell'acqua determinato a pressioni diverse.

1) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 365, 1894.

Press. atmos.	Diff.	Punto di cong.	Diff.
759		4855	
	9,8 mm.		0°,0032
749,5		4819	
750,2		4832	
	6,3		0,0016
756,5		4848	
752,6		4839	
	8,7		0,0026
761,3		4865	

Per ogni millimetro di variazione nella colonna barometrica si avrebbe così una differenza di 0°,0003. Loomis [1]) trova invece 0°,00016.

Questi valori, così diversi da quelli che teoricamente sarebbero dovuti alla variazione del punto di congelazione con la pressione, mostrano che l' effetto della pressione si fa risentire sul bulbo del termometro, che cambia di volume con la pressione cui è soggetto. Della relativa correzione si parlerà al capov. *g)*.

e) Concentrazione della soluzione. — Per valutare l'importanza della variazione che la separazione del ghiaccio nella soluzione può portare sul punto di congelamento, si osservi che se, prima di eseguire la lettura termometrica, la soluzione era stata raffreddata di n gradi centigradi al di sotto di quel punto, la soluzione stessa dovrà scaldarsi di n gradi prima di raggiungere la temperatura di congelazione. Ora, il calore a ciò necessario sarà in piccola parte fornito dall'agitazione del liquido, ma per la massima parte sarà fornito dal calore di fusione del solvente. Nel caso di soluzioni acquose, la soluzione si sarà dunque resa più concentrata del $\frac{100\,n}{80}$ per $^0|_0$, e la concentrazione della soluzione al momento in cui si osserva l'abbassamento del punto di congelazione, sarà quindi $\frac{100}{100 - \frac{100\,n}{80}}$ volte maggiore di quella che aveva la soluzione stessa prima che in parte si congelasse.

1) Wied. Ann., 53, p. 393, 1894.

Bisognerà dunque, nei calcoli della depressione molecolare, adoprare per la concentrazione della soluzione il valore così corretto; e il più delle volte questa correzione può esser sufficiente. Ma, quando sia possibile, non sarà inopportuno asportare dalla provetta crioscopica, appena eseguita la lettura del punto di congelazione, una porzione di soluzione (con una pipetta affilata, già raffreddata alla temperatura del bagno crioscopico) e determinare su questa porzione la concentrazione in modo diretto (analisi quantitativa) o indiretto (potere rotatorio ecc.), secondo i casi.

Si può anche osservare che, quando $t_0 - t' = \pm 0^\circ,4$, la velocità del riscaldamento o del raffreddamento è circa 0°, 0012 al minuto; perciò in 15 minuti la quantità di ghiaccio che si forma o che si scioglie è circa $^{18}/_{1000}$, e la concentrazione della soluzione varia del 0,025 per % ogni 15 minuti.

È stato tuttavia notato dal Ponsot [1]) che quando l'irraggiamento è piccolissimo (soprafusione di — 1°, abbassamento non superiore a — 2°) la concentrazione della soluzione resta costante per circa mezz'ora dopo lo stabilimento della temperatura massima fissa.

f) Natura del solvente. — L'influenza che può avere la mancanza di purezza del solvente è grandissima; ma è fuor di luogo insistere su questo punto, perchè è supponibile che ogni sperimentatore prenda, senza alcun dubbio, ogni precauzione per assicurarsi della purezza del solvente che adopera.

D'altronde, usando l'acqua come solvente, le tracce di impurità — che quasi sempre contiene — può ammettersi con buon fondamento che producano lo stesso effetto (additivo) sul punto di congelazione dell'acqua, e su quello delle soluzioni.

Sarà tuttavia opportuno, specialmente quando si tratti di confronti da istituire fra resultati ottenuti per soluzioni diluitissime, assicurarsi del grado di purezza dell'acqua, per es. determinandone la conduttività specifica, che per l'acqua purissima dovrebbe essere $0,04 \times 10^{-10}$ a 18° C. [2]).

1) l. c.

2) Kohlrausch e Heydweiller; Boll. Ber. 16, p. 295, 1894.

Quanto all' influenza dell' aria disciolta, Ponsòt trovò che per soluzioni di $NaCl$ il punto di congelazione può divenire, usando acqua aerata, di 1,2 mezzi millesimi di grado inferiore a quello, che si ha per l'acqua distillata due volte e mantenuta a 7° C. circa per 3 ore.

Dalle nostre esperienze risulta che la differenza tra il punto di congelamento dell' acqua pura e assolutamente priva d'aria (ottenuta nel modo che indicheremo in seguito), e quello dell' acqua pura satura d'aria raggiunge $^{1,7}/_{1000}$ di grado; tale differenza per una soluzione di zucchero contenente 0,04 gramma molecola per litro, è di $^{1,0}/_{1000}$, di grado.

g) Campionamento e lettura del termometro. — La prima cura dovrà essere rivolta alla determinazione dello zero, e al valore, in gradi, delle successive divisioni. Come è noto, [1]) per determinare lo zero non si può adoperare ghiaccio ottenuto dall'acqua distillata, se si vuol assicurare il millesimo di grado; conviene che l'acqua sia anche privata di aria. Inoltre trattandosi di termometri a grande bulbo, nel fare il calcolo della posizione dello zero, bisogna tener conto della pressione esterna e della pressione interna esercitata sul bulbo stesso. E dopo aver fatta la determinazione, bisogna guardarsi dal tenere lo strumento esposto lungamente a temperatura superiore ai 10 o 15 gradi, prima di usarlo per la soluzione; poichè lo zero può rimanere spostato, per tal fatto, di più di $^{1}/_{1000}$ di grado.

Abegg [2]) richiama l'attenzione anche su un'altra possibile causa di spostamento dello zero; e cioè, dal serbatoio superiore che trovasi ordinariamente in questi termometri sensibilissimi, può distillare un po' di mercurio nel tubo capillare. Ma è evidente che seguendo le cautele, che noi testè abbiamo indicate, una siffatta causa d'errore viene del tutto evitata.

Per completare poi il campionamento del termometro, non può bastare l' eseguire con tutta cura la calibrazione del cannello; ma bisogna determinare con ogni esattezza anche un altro punto della graduazione, per confronto con un ottimo campione.

1) Guillaume, Thermométrie de précision, pag. 118.
2) Wied. Ann 64, p. 486, 1898.

Allorchè lo strumento viene adoperato per determinare la temperatura di congelazione della soluzione, bisogna apportare alla lettura diretta le correzioni per la pressione capillare, per la pressione spettante all'altezza della colonna nell'interno del bulbo, e per quella esercitata dalla soluzione all'esterno, giovandosi dei coefficienti a tal uopo determinati; poichè in cotali termometri queste correzioni possono ammontare a qualche millesimo di grado. Per vero si può eliminare praticamente l'errore della capillarità, battendo abbastanza spesso — specialmente poco prima della lettura — leggeri colpi sul termometro; ma non si potranno trascurare a priori gli altri due errori, specialmente se il termometro è diviso almeno in centesimi di grado.

La correzione più importante poi è quella che si riferisce alla colonna emergente. Per quanto essa venga eseguita con cura, presenta sempre una qualche incertezza; ed è quindi preferibile eliminarla, portando anche la colonna a temperatura uguale o vicinissima a quella della soluzione.

Così pure sarà utile evitare raggiamento di calore fra il bulbo del termometro e le pareti del vaso, circondando il bulbo stesso con una guaina, la quale però non impedisca il perfetto rimescolamento della soluzione.

Finalmente in misure di tanta precisione, bisogna guardarsi dall'errore di parallasse nella lettura. A tal uopo sarà opportuno eseguire per ogni temperatura due letture, facendo ruotare il termometro di 180° attorno al proprio asse.

L'enumerazione di queste cautele mostra quanto sia difficile ottenere un'esatta indicazione da termometri a mercurio tanto sensibili. Noi le abbiamo esposte per ordine, anche perchè ci riesca più facile poi il mettere in evidenza se i varii sperimentatori si siano più o meno attenuti ad esse.

Determinazione delle costanti.

8. Per tener conto conveniente delle correzioni dovute alle cause *a*, *b*, *c*, sopra studiate, è necessario poter determinare i valori di alcune costanti che compariscono nelle nostre formule.

Non sarà fuor di luogo discutere i modi che possono servire a queste determinazioni.

a). *Valutazione della costante* C (velocità della variazione della temperatura per l'irraggiamento) *e della temperatura di convergenza* t_0. — La equazione (5) è quella che deve usarsi. Essa ci dà

$$C = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \log_e \frac{t_0 - t_1}{t_0 - t_2}, \tag{21}$$

ove t_0 è la temperatura di convergenza, t_1 e t_2 sono le temperature lette ai tempi τ_1 e τ_2.

Per trovare C occorre determinare prima t_0. Ora la (21) ci dà, per due coppie di osservazioni:

$$C(\tau_2 - \tau_1) = \log_e (t_0 - t_1) - \log (t_0 - t_2),$$
$$C(\tau_3 - \tau_1) = \log_e (t_0 - t_1) - \log (t_0 - t_3);$$

dalle quali si ha

$$\frac{t_0 - t_3}{t_0 - t_1} = \left(\frac{t_0 - t_2}{t_0 - t_1}\right)^{\frac{\tau_3 - \tau_1}{\tau_2 - \tau_1}}. \tag{22}$$

Per calcolare facilmente da quest'ultima equazione il valore di t_0, converrà leggere le temperature a tali intervalli di tempo che divenga $\frac{\tau_3 - \tau_1}{\tau_2 - \tau_1} = 2$; e allora, risolvendo l'equazione che ne resulta, si avrà:

$$t_0 = \frac{t_1 t_3 - t_2^2}{t_1 + t_3 - 2 t_2}. \tag{23}$$

Nernst e Abegg determinavano t_0 studiando il raffreddamento che subiva l'acqua, posta alla temperatura della stanza nella provetta crioscopica, mentre veniva agitata entro il bagno refrigerante allo stesso modo come quando si determinava il punto di solidificazione.

Per agevolare la ricerca di t_0 fatta in questa guisa, si può osservare che nella $\frac{dt}{d\tau} = C(t_0 - t)$ si ha $t = t_0$ per $dt = 0$.

Riportando quindi, su un sistema di assi ortogonali, le dt come ordinate, e le t come ascisse, la linea che si ottiene

taglia l'asse delle ascisse nel punto corrispondente alla temperatura di convergenza. Bisogna però far le osservazioni per temperature assai vicine a t_0.

Poichè la temperatura di convergenza dipende dal riscaldamento prodotto dall'agitatore, questo dovrà esser tenuto in moto regolare, ed uguale a quello che servirà nelle misure di T_0. Per gli apparecchi poi, nei quali per difetto dell'agitatore si mescola dell'aria al liquido crioscopico, o nei quali esso non è assolutamente difeso dall'irraggiamento da tutte le parti, sul valore di t_0 ha influenza sensibile anche la temperatura della stanza.

Determinato t_0 o con la (23), o col metodo grafico ora detto, è ben facile trovare, mediante la (21), il valore di C. Crediamo perfettamente inutile insistere su questo punto.

β). *Determinazione di* K_2. — Serve a questo scopo la (10), che [rammentando che abbiamo posto $K_2 = K_1 (T_0 - t_3)$] ci dà

$$t' - T_0 = \frac{C}{K_2} (t_0 - t') . \tag{24}$$

In quest'equazione C e t_0 si possono ritenere note, perchè si trovano per mezzo delle indicazioni precedenti; ma oltre l'incognita K_2 vi è anche l'altra incognita T_0. Facendo però per una medesima soluzione due determinazioni, con bagni refrigeranti a temperature diverse, si hanno due equazioni, cioè la (24) ora trovata e l'altra simile:

$$t'' - T_0 = \frac{C}{K_2} (t'_0 - t'') ; \tag{25}$$

e da queste due si ricava,

$$K_2 = \frac{C [(t_0 - t') - (t'_0 - t'')]}{t' - t''} . \tag{26}$$

Come si vede, per trovare K_2, occorre determinare le due temperature di convergenza t_0 e t'_0 e la costante C.

γ). *Determinazione di* C_1. — Se si fanno due determinazioni successive sopra una medesima soluzione, adoperando due

diverse temperature del bagno refrigerante, con un procedimento analogo al precedente, si hanno dalla (14) le due formule

$$t' - T_0 = \frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'}{t' - t_1},$$

$$t'' - T_0 = \frac{C}{C_1} \frac{t'_0 - t''}{t'' - t_1},$$

dalle quali risulta

$$C_1 = \frac{C}{t' - t''} \left(\frac{t_0 - t'}{t' - t_1} - \frac{t'_0 - t''}{t'' - t_1} \right). \tag{27}$$

Qui abbiamo supposto che t_1 resti la stessa nelle due esperienze: è infatti possibile provocare ambedue le volte il medesimo sopraraffreddamento.

Poichè C, t_0 e t'_0 si possono ritener conosciuti, dacchè posson trovarsi coi metodi indicati sopra, la (27) serve a trovare il valore di C_1.

La ricerca dei valori di C, C_1, K_2 e t_0 è indispensabile per un' esatta determinazione della temperatura vera di congelazione T_0. È infatti mediante la conoscenza di questi valori che la (11), o la (14) — secondo i casi —, ci daranno il valore della temperatura di equilibrio osservata t', per avere il valore di T_0.

E come conclusione generale di tutto quello che abbiamo detto sopra, pare anche a noi che si debba ritenere col Wildermann [1]) che, ammettendo pure che tutti gli sperimentatori usassero un termometro perfetto, e che avessero eliminato ogni causa d' errore puramente sperimentale, cioè non inerente al metodo usato, i resultati ottenuti coi diversi metodi sarebbero sempre affetti dagli errori prodotti dalle condizioni che si usano per raggiungere l' equilibrio delle temperature.

Una temperatura apparentemente costante del punto di congelazione non dà alcuna indicazione sul valore assoluto della temperatura di congelazione ottenuta; nè una depressione ottenuta da due punti di congelazione apparenti per il solvente e per la soluzione — sia pure che durante la determi-

1) Phil. Mag. 44, p. 485, 1897.

nazione ciascuno di essi rimanga costante — ci dice quale dovrebbe essere il valore esatto della depressione. Una ripetizione di un' esperienza nelle medesime condizioni deve condurre approssimativamente allo stesso risultato; ma ciò non assicura della sua esattezza.

Soltanto lo studio dei valori C, C_1, K_2, t_0 può fornire delle indicazioni sull'attendibilità dei resultati. E ciò spiega, secondo noi, le divergenze fra i valori ottenuti da diversi sperimentatori, che non si occuparono di apportare alla temperatura osservata le correzioni necessarie.

Nel calcolo dell' abbassamento molecolare delle soluzioni, bisogna poi tener conto anche della causa *e*; ma anche di questo abbiamo detto a pag. 12 quanto occorre.

E nemmeno per la causa *f* ci sembra che siavi da fare altre osservazioni, dopo quanto abbiamo detto alla stessa pag. 12. Non essendo stato eseguito alcuno studio che serva a indicare come possa prevedersi l' influenza di tale causa, non resta che adoperare il solvente più puro che è possibile, e disaerato sempre allo stesso modo. È inutile avvertire che per fare le soluzioni si dovrà usare lo stesso liquido, che ha servito a determinare lo zero.

Prima di lasciare questo soggetto, non sarà fuori di luogo accennare che, secondo il Loomis [1], l'errore sperimentale complessivo di un metodo crioscopico si potrebbe valutare direttamente; ripetendo, cioè, più volte, in un giorno in cui la pressione atmosferica resti costante, il punto di congelazione dell'acqua. Le differenze fra i valori trovati nelle varie determinazioni fornirebbero una sufficiente indicazione degli errori sperimentali, che son dovuti a tutte quante le cause sopra accennate.

Ma per quello che abbiamo detto alla fine della pagina precedente, ci pare che un tal mezzo non porterebbe sempre a risultati sicuri.

1) Wied. Ann. 57, p. 531, 1896.

Rivista critica delle ricerche anteriori alle nostre.

9. Vedute le norme che debbono seguirsi per una esatta determinazione di un punto di congelazione, passeremo ora in rassegna i metodi crioscopici più meritevoli di fiducia sin qui usati. Crediamo inutile occuparci con la stessa estensione di tutte le esperienze che sono state eseguite in proposito; ci fermeremo piuttosto su quelle più importanti, analizzando, insieme ai mezzi usati, anche le osservazioni ad essi fatte da altri.

10. *Ricerche di Nernst e Abegg* [1]). — Esperienze preliminari di Abegg [2]) avevano servito a determinare il punto di congelazione per mezzo di una coppia termoelettrica ferro-argentana che, mediante un galvanometro Thomson, poteva dare con sicurezza il decimillesimo di grado C.; ma le irregolarità presentatesi nei resultati ottenuti — che erano maggiori degli altri errori sperimentali — consigliarono gli A. a servirsi di un termometro di Beckmann per le ricerche definitive.

Furono Nernst e Abegg i primi a introdurre nelle osservazioni crioscopiche le correzioni, che si rendono necessarie per gli scambi di calore fra la soluzione e l'esterno, e per la fusione del ghiaccio. L'equazione che essi stabilirono per la velocità della variazione della temperatura col tempo, differisce da quella (9) che abbiamo veduto a pag. 14, perchè non contiene il fattore $T_0 - t_s$ nel 2° termine del 2° membro; quindi per il valore della temperatura apparente t' di congelazione essi usarono l'equazione

$$t' = T_0 + \frac{C}{K_1}(t_\rho - t'), \tag{28}$$

che differisce dalla (10′) della pag. 14 soltanto perchè nella (28) la costante K_1 non contiene il fattore $T_0 - t_s$.

In seguito a questo resultato teorico, espresso dall'equazione (28) ora citata, essi conclusero che l'indicazione del

1) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 681, 1894.
2) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 209, 1894.

termometro dà non già la temperatura T_0, ma la temperatura t', il cui valore si avvicinerà tanto più a quello di T_0, quanto più grande sarà il valore di K_1 e più piccolo quello di C.

Poichè $t_0 - t'$ è positivo per $t_0 > t'$, ed è negativo per $t^0 < t'$, l'equazione (28) si potrebbe, secondo Nernst, applicare tanto che la temperatura di convergenza sia superiore, quanto che sia inferiore alla temperatura di solidificazione; cioè, in qualunque caso le divergenze si spiegherebbero coi processi della fusione del ghiaccio. Nella parte generale noi abbiamo visto però [equazioni (11) e (14)] che questi due casi debbono esser considerati sepratatamente.

L'apparecchio usato da Nernst e Abegg consisteva in un recipiente di vetro della capacità di circa 150 cm^3, pieno per $^2/_3$ del liquido da studiare (100 cm^3), nel quale pescava il termometro di Beckmann. Cotale recipiente era circondato da un tubo di vetro, da cui distava da ogni parte per 1 cm., ed era coperto da una lastra di vetro a tre fori (per l'agitatore, pel termometro e per l'introduzione del liquido). Di questi recipienti gli A. ne usarono due contemporaneamente; essi erano contenuti in un medesimo miscuglio frigorifico, e ciascuno era provvisto di un termometro diviso in $\frac{1}{100^0}$ di grado.

Per miscuglio frigorifico essi adoperarono il crioidrato formato da ghiaccio e allume, che mantiene costante a lungo una temperatura di $-0^0,47$; dapprima ciascun recipiente di vetro contenente 100 cm^3 veniva sopraraffreddato fino a $-1^0,2$ o $-1^0,3$ in un bagno accessorio, di poi era portato in quel miscuglio frigorifico, in modo che l'irraggiamento verso l'esterno fosse ristretto a quello che poteva aver luogo mediante il cannello di vetro destinato all'introduzione del liquido. È da notare che dalla parte superiore l'irraggiamento era impedito dall'anzidetta lastra di vetro coperta col crioidrato. Messo in rapido moto verticale l'agitatore (che era formato da un anello sottile di metallo di diametro esterno di poco inferiore a quello della provetta e pel cui foro centrale passava appena il bulbo del termometro); dopo pochi minuti la temperatura restava stazionaria.

Le soluzioni erano preparate introducendo pel tubo apposito una piccola quantità, ben misurata, di una soluzione concentrata e sopraraffreddata anch' essa precedentemente.

Nernst e Abegg studiarono così diverse soluzioni di NaCl e di zucchero. Riferiamo qui soltanto i resultati che ottennero per lo zucchero di canna:

t	Q	correz.	$t_{corr.}$	m	$t_{corr.}/m$	m'	$t_{corr.}/m'$
0°,0277	0,55	+0,0060	0,0337	0,0178	1,88	0,01785	1,89
0, 0612	1,5	0,0022	0,0634	0,03534	1,79	0,03505	1,81
0, 1222	1,7	0,0025	0,1247	0,0688	1,81	0,06776	1,84
0, 2410	1,8	0,0040	0,2450	0,1305	1,88	0,1269	1,93

In questa tabella, t è la depressione osservata del punto di congelazione, Q è il valore della costante che comparisce nella formula (28); la colonna *correz.* contiene la correzione calcolata colle norme indicate al § 4, capov. c_1 [equaz. (6)]; m rappresenta la concentrazione della soluzione (in gr. mol. per 1000 gr. di acqua); m' rappresenta invece i gr. mol. per litro.

Nernst e Abegg concludono che questi valori possono considerarsi normali, essendo il valore teorico uguale a 1,87.

Alle misure di Nernst e Abegg sono state fatte delle obbiezioni da Jones, il quale fa osservare che la costante K è stata presa uguale tanto per l'acqua che per le soluzioni; il che è contestabile che sia esatto. Come pure Jones dubita che non sieno state prese, nelle misure, tutte le precauzioni necessarie per assicurarsi della purezza dei prodotti chimici adoperati; almeno di ciò non è detto nulla nella Nota di Nernst e Abegg. Il valore poi dell'abbassamento molecolare per lo zucchero, secondo Jones, non può considerarsi come esatto, perchè le correzioni da farsi ai valori osservati sono (come mostra la tabella sopra riportata) in alcuni casi uguali al 20 °/₀ del valore stesso.

Quest' ultima obbiezione non ci sembra però molto attendibile; perchè se nel condurre l'esperienza sono state prese tutte le precauzioni necessarie, la correzione cui conduce la formula (28) della pag. 29 è inerente al metodo stesso. Sarebbero invece inesatti i valori calcolati senza tener conto di questa correzione.

Piuttosto ci sembra che Nernst e Abegg, dopo aver riconosciuto che per ottenere la minor differenza possibile fra T_0 e t' era necessario che $\frac{C}{K_1}$ fosse piccolo assai, avrebbero potuto trovare più conveniente l' uso di una quantità di soluzione maggiore di quella di cui si servirono (100 cm³). Invece essi si limitarono semplicemente ad accennare al vantaggio che si ha di render t_0 prossimo a t', e di render K_1 grande in confronto di C.

Altra correzione sarebbe stata necessaria a Nernst e Abegg per avere con esattezza il punto assoluto di congelamento di ciascuna soluzione, e cioè quella relativa alla porzione di scala termometrica sporgente dal bagno crioscopico. Essi operarono alla temperatura di 20° C. nella stanza; quindi la temperatura media della colonna poteva essere forse di 15°; e allora la formula nota

$$\lambda = 0{,}000\,157\, n\,(T - t)$$

dà, per la correzione da farsi, circa 0°,002 per ogni grado del termometro sporgente fuori del bagno. Però tale correzione diventa trascurabile se si fa lo studio comparativo del solvente e delle soluzioni; perchè, restando pressochè invariate le condizioni esterne, il fattore $n\,(T - t)$ rimane pressochè costante, e la correzione quindi importerebbe differenze affatto impercettibili da una soluzione all' altra.

La medesima osservazione può farsi a proposito di tutti gli altri metodi di cui ci occuperemo; ed è forse per questo che la correzione per la scala termometrica non è stata eseguita da nessuno sperimentatore.

11. *Ricerche di Jones.* — Riprendendo le sue ricerche precedenti, l' Jones eseguì [1]) — dopo la pubblicazione del lavoro di Nernst e Abegg sopra accennato — altre misure sull' abbassamento molecolare dello zucchero di canna ben puro, cristallizzato, e ben secco, preparandone le soluzioni volta per volta. Il metodo usato da Jones fu quello stesso da lui descritto in

1) Phil. Mag. 40, p. 383, 1896.

altra occasione [1]; cioè, nella provetta crioscopica eran posti 1100 cm³ d'acqua distillata, che veniva raffreddata fin quasi a zero, e poi veniva posta nel bagno refrigerante (miscuglio di ghiaccio polverizzato e allume, con piccola aggiunta di sal da cucina) dove veniva agitata lentamente fino a che si fosse raffreddata a — 0°,6 o a — 0°,7 circa. Allora si gettava nell' acqua un pezzetto di ghiaccio, continuando sempre ad agitare lentamente. Così il termometro (che era diviso in millesimi di grado) raggiungeva una temperatura costante, ed era evitata (dice Jones) la correzione dovuta al calore svolto per l'agitazione.

I resultati ottenuti in due serie di misure per lo zucchero di canna furono i seguenti:

I.ª SERIE

Grammi per litro	Normale	Abbass. trovato	Abbass. molecol.
7,775	0,0227	0°,0493	2,17
15,550	0,0455	0, 0961	2,11
23,325	0,0682	0, 1397	2,05
31,100	0,0909	0, 1792	1,97

II.ª SERIE

Grammi per litro	Normale	Abbass. trovato	Abbass. molecol.
7,775	0,0227	0,0497	2,19
15,550	0,0455	0,0958	2,11
23,325	0,0682	0,1399	2,05
31,100	0,0909	0,1796	1,98

Altre misure, fatte a temperatura più bassa del miscuglio frigorifero, dettero valori ben concordanti coi precedenti; talchè, tenendo conto allo stesso tempo che la grande quantità di soluzione usata (1100 cm³) diminuisce grandemente gli effetti perturbatori delle cause esterne, l' Jones conclude che la differenza fra i valori da lui trovati e il valore teorico non può attribuirsi nè alla temperatura usata pel bagno refrigerante, nè al riscaldamento dovuto all'agitatore, nè alla mancanza di equilibrio nella soluzione.

1) Zeits. f. phys. Chem. 11, p. 532, 1893.

Anche per l' alcool etilico, lo stesso metodo dette all'Jones valori maggiori (da 2,10 a 1,92) di quello teorico (1,87).

A resultati uguali giunse del resto anche Raoult [1]) usando un metodo crioscopico perfezionato, che, coll' interposizione di un involucro di platino, funzionante anche da agitatore, diminuiva l' azione diretta del miscuglio frigorifero sul bulbo del termometro. Egli trovò che l' abbassamento molecolare dello zucchero, come quello dell' alcool etilico, diventano tanto maggiori di quello teorico, quanto più la soluzione è diluita.

Secondo l' Jones queste divergenze dal valore teorico per soluzioni molto diluite sarebbero analoghe alle deviazioni, che anche i gas a pressioni molto basse presentano rispetto alla legge di Boyle-Gay-Lussac.

Al metodo di Jones fu però obbiettato dal Wildermann [2]) che un errore può derivare dal fatto, che quando il ghiaccio si separa dall' acqua, si forma uno strato di ghiaccio attorno al bulbo del termometro, anche prima che il liquido abbia assunta la temperatura di congelazione. Ma l' Jones [3]) dice che mai egli osservò la formazione di tal rivestimento di ghiaccio. Levando il termometro dal bagno si vedevano posati su di esso dei cristallini, ma mobilissimi e non aderenti al bulbo. L' obbiezione del Wildermann non sarebbe quindi applicabile ai resultati di Jones.

Il termometro usato da Jones era diviso in $^1|_{1000}$ di grado, ed aveva il recipiente lungo 14 cm. e largo cm. 1,5, e conteneva circa 200 grammi di mercurio.

Ciò, come fece notare anche il Kohlrausch [4]), può dar luogo a delle difficoltà notevoli nella determinazione esatta del punto di congelazione; perchè una massa così grande di mercurio, quale trovavasi nel termometro di Jones, richiede circa 10 piccole calorie per mettersi in equilibrio di temperatura col liquido circostante; e poichè non si hanno indicazioni precise sullo spessore di vetro che formava il bulbo termometrico, non si può esser sicuri che il mercurio (che non

1) Revue Scientif., 15 Sept. 1895.
2) Zeits. f. ph. Chem., 25, p. 358, 1894.
3) Phil. Mag 40, p. 392, 1896.
4) Wied. Ann. 51, p. 524, 1894.

era affatto agitato) avesse acquistato la temperatura finale al momento della lettura. Erano inoltre da temersi, per quel termometro, le variazioni determinate dai cambiamenti di pressione, che potevano raggiungere $^1|_{10000}$ di grado per 1 mm. di variazione dell' altezza barometrica.

L' Jones [1]) replicò a tali osservazioni, riferendo alcune particolarità sul termometro usato, e sostenendo che le divergenze fra i valori da lui ottenuti e quelli del Loomis non sono imputabili al termometro, ma alle impurità contenute nello zucchero e nell' acido fosforico adoperato dal Loomis stesso, poichè per altre sostanze i valori trovati da ambedue sono concordanti, e per l' acido fosforico i valori trovati da Jones concordano con quelli di Arrhenius, mentre quelli del Loomis ne differiscono del 25 $_0|^0$ circa.

A noi sembra però che il metodo di Jones, anche astraendo dalle difficoltà inerenti all' uso di un termometro a bulbo così grande, va soggetto ad altre obbiezioni; infatti, per diminuire l'influenza dell'irraggiamento nel recipiente crioscopico, questo recipiente ha la capacità di 1200 cm^3, ed è molto largo; onde l'irraggiamento che si ha dalla parte superiore, che non è protetta dal crioidrato, e che tende a riscaldarlo, deve essere compensato da una intensa azione refrigerante sulle pareti laterali, ottenuta circondando questo recipiente con un miscuglio di ghiaccio e sale. Ciò determina nel recipiente crioscopico una soprafusione che Jones fa cessare quando il liquido arriva a -1 o -2° C. Così gli abbassamenti molecolari raggiungono valori assai grandi al limite della diluizione; ma decrescono rapidamente col crescere della concentrazione e possono divenire più piccoli di quelli ottenuti con altri metodi.

Altra causa d' errore che presenta il metodo di Jones, deriva dall' uso che egli fece di bagni refrigeranti formati con miscugli di ghiaccio e sale, che potevano scendere a -20° C. La correzione, per questo fatto, potrebbe in alcuni casi raggiungere $0^{\circ},01$ C.

Ci sembra quindi che i valori trovati da Jones, e sopra riportati, non ostante le giustificazioni da lui prodotte per so-

1) Wied. Ann. 53, p. 392, 1894.

stenere l' esattezza del suo metodo, non si possano senz' altro accettare come indicanti le *vere* depressioni molecolari.

12. *Ricerche di Loomis.* — L' apparecchio usato è sostanzialmente quello del Beckmann, nella forma descritta nel vol. II, p. 638 del *Zeits. f. phys. Chem.*, 1888. Per eliminare l'incostanza nelle indicazioni termometriche, prodotta dal modo con cui si eseguisce l' agitazione del liquido attorno al termometro e dall' influenza della temperatura esterna, il Loomis [1]) modificò l' apparecchio del Beckmann allungando notevolmente il recipiente crioscopico [2]) per allontanare il più possibile la soluzione, nella parte che circonda il bulbo, dall' azione dell' aria sovrastante. Tale provetta, che conteneva il liquido studiato ed un termometro Fuess diviso in 0,01° (una divisione era 0,4 mm.), era portata, al momento della misura, in un recipiente che conteneva un miscuglio frigorifico, la cui temperatura era soltanto di alcuni decimi (0°,3) più bassa del punto di congelazione da studiarsi.

L' agitatore era provvisto di una molla fatta con filo di platino, che toccava le pareti della provetta e ne distaccava il ghiaccio man mano che vi si formava.

Tutto l' apparecchio crioscopico era protetto dall' irraggiamento esterno mediante un recipiente metallico foderato doppiamente di feltro.

La lettura del termometro era fatta con un microscopio munito di micrometro oculare, che permetteva di apprezzare i decimillesimi di grado; e ai valori osservati venivano arrecate le correzioni dovute allo spostamento dello zero. Il punto di congelazione dell'acqua pura, che servì a fissare lo zero, fu trovato diverso a seconda che si determinava con poco ghiaccio (+0°,02745) o con molto ghiaccio (+ 0°,02758), e presentava spostamenti non trascurabili e repentini, (che potevano raggiungere 0°,001).

Loomis non fece correzioni per la variazione che si aveva nella concentrazione da prima a dopo il congelamento, perchè misurando il peso specifico e la conduttività elettrica della parte

1) Wied. Ann. 51, pag. 500, 1894; e 57, p. 495, 1896.

2) Nelle esperienze del 1894 era una provetta della capacità di 70 cm^3, e in quelle del 1896 una provetta della capacità di 200 cm^3.

rimasta liquida, egli trovò che i valori dell'uno e dell'altra differivano soltanto del 0,3 °|₀ da quelli che si avevano prima dell'esperienza. Lo stesso ottenne facendo congelare replicatamente la medesima soluzione, e adoperando il liquido residuo. Queste correzioni egli le giudicò quindi inutili, tanto più che per il piccolissimo sopraraffreddamento che egli adoperava ($-0^{\circ},15$ C.) si formavano soltanto quantità trascurabili di ghiaccio.

Con tal metodo, mentre pel cloruro sodico il valore osservato coincide con quello teorico, per lo zucchero si hanno valori che variano da 1,7 a 1,96 a seconda della concentrazione (da 0,1 a 0,2 gr. mol. per litro); ma il Ponsot [1]) obbietta giustamente che, in causa del piccolo diamètro scelto pel tubo crioscopico, si aveva una superficie d'irraggiamento troppo grande in confronto della capacità, e una velocità di formazione del ghiaccio troppo piccola, perchè la congelazione era ottenuta dopo una soprafusione a $-0^{\circ},15$; talchè i resultati non potevano essere al coperto dalle perturbazioni prodotte dall'irraggiamento.

Nè si può accettare l'osservazione che fa il Loomis [2]), che, cioè, avendo trovato la temperatura della congelazione dell'acqua indipendente dalla quantità di ghiaccio presente, fosse da riguardarsi la temperatura di convergenza, nel metodo da lui usato, coincidente con quella di congelazione; perchè la costanza sopra accennata potrebbe dipendere dal valore assai grande di K_2 della formula (11).

Restano poi le incertezze derivanti dalle impurità che potevano trovarsi nello zucchero adoperato dal Loomis, e alle quali fu accennato da Jones (p. 35). Nella Nota pubblicata dal Loomis nel 1894 non vi sono infatti indicazioni di ricerche per riconoscere la purezza dello zucchero, sebbene più tardi il Loomis [3]), rispondendo alle obbiezioni di Jones, dice di aver sempre adoperato cristalli di zucchero candito, ben trasparenti, liberati dalla polvere, e disseccati in presenza di H_2SO_4.

1) Recherches sur la congelation ecc. pag. 58.
2) Journ. phys. Chemistry, 1, p. 221, 1897.
3) Wied. Ann. 57, p. 521, 1896.

Maggior fiducia ci sembra che possa accordarsi alle esperienze più recenti [1]) fatte dal Loomis nell'inverno 1895-96, a temperatura esterna di 3° C., nelle quali egli ridusse al minimo gli errori sperimentali; i resultati così ottenuti concordano colla teoria di Arrhenius per LiCl, $CaCl_2$, $SrCl_2$, $C_2H_4O_2$, $C_4H_6O_6$, $C_4H_6O_4$; ma non per HNO_3, KOH, NaOH. Il disaccordo diminuisce peraltro con l'aumento della concentrazione.

13. *Ricerche del Wildermann.* — Le ricerche del Wildermann [2]) eseguite col metodo di Lewis [3]), che ai metodi precedenti apportò miglioramenti notevoli, dettero risultati conformi alla relazione del Van 't Hoff, tanto per lo zucchero, quanto per l'urea e l'alcool etilico; specialmente per le soluzioni più diluite, per le quali soltanto la legge di Van 't Hoff fu stabilita.

Il Wildermann fece alle letture termometriche le correzioni necessarie, e tenne conto anche delle variazioni che, per la formazione del ghiaccio, subisce la concentrazione della soluzione; e nelle tabelle che contengono i risultati da lui ottenuti è anche messo in evidenza quanto sia da temersi la causa d'errore derivante dalla formazione di un mantello di ghiaccio sul bulbo del termometro. Per es., a motivo di tal rivestimento di ghiaccio la depressione molecolare della soluzione più diluita da lui studiata scende al valore di 1,51; mentre, se quella causa di errore è eliminata, assume il valore 1,77.

L'accuratezza delle ricerche del Wildermann danno certamente ai suoi risultati grande attendibilità.

14. *Ricerche di Ponsot.* — Le divergenze fra i vari risultati sopra riferiti — che si presentano non solo nei valori numerici, ma anche nell'andamento generale delle curve rappresentanti la relazione fra l'abbassamento molecolare e la concentrazione —, possono lasciar pensare che non sia rigoroso il metodo generalmente usato, che, come si è visto, consiste

1) Wied. Ann. 60, p. 523, 1897.
2) Phil. Mag., ser. 5., vol. 40, p. 119, 1896.
3) Zeits. f. phys. Chem. 15, p. 365, 1891.

essenzialmente nell' abbassare la temperatura della soluzione di quanto occorre, perchè a contatto con una particella di ghiaccio vi sia solidificazione.

Tale idea determinò il Ponsot ad eseguire nuove esperienze in proposito.

Il Ponsot [1]) fa osservare che l' abbassamento del punto di congelazione considerato nella teoria è la differenza fra il punto triplo [2]) della soluzione e quello dell' acqua pura; e che in pratica invece si determina la differenza tra il punto di congelazione dell' acqua e quello d' una soluzione alla pressione atmosferica. Ora, essendo il punto di congelazione osservato per l'acqua (0° C.) di 0°,007 più basso di quello del punto triplo, e quello di congelazione della soluzione essendo al disotto del punto triplo di 0°,007 ± una piccola frazione che diminuisce rapidamente col crescere della diluizione, ne segue che per soluzioni diluitissime l' abbassamento osservato si può confondere con quello teorico. Tenendo conto delle condizioni in cui può stabilirsi l' equilibrio di temperatura fra l' acqua (o la soluzione) e il ghiaccio, il Ponsot trova che per stabilire un regime permanente, si deve realizzare un mezzo esterno a temperatura invariabile, che circondi la provetta crioscopica contenente la soluzione; e questa per sua parte si trovi a una temperatura vicinissima a quella del mezzo esterno, e contenga già delle pagliette di ghiaccio. La soluzione poi, per quello che sull' influenza della pressione abbiamo detto al § 3, capov. *d*), dovrà essere agitata anche nel senso verticale. Dopo che la temperatura sia divenuta costante, si decanterà la parte rimasta liquida o se ne determinerà la concentrazione.

L' apparecchio usato dal Ponsot rispondeva a queste condizioni. La provetta crioscopica era circondata da un vaso metallico contenente una soluzione satura (di un sale conveniente), che veniva raffreddata alla temperatura di formazione del suo

1) Recherches sur la congélation des solutions acqueuses étendues, Thèse, Paris 1896; e Ann. de Chim. et de Phys. sér. 7, vol. 10, p. 79, 1897.

2) Punto triplo (Duhem, Méc. chim. II, p. 374, 1898) è quello nel quale si tagliano insieme la curva della tensione del vapore dell' acqua liquida, quella della tensione del vapore del ghiaccio, e la curva della pressione minima che determina la fusione del ghiaccio.

crioidrato (temperatura che poteva ritenersi invariabile) mediante un miscuglio frigorifico di sale e ghiaccio, contenuto in un altro recipiente più esterno, il quale era protetto a sua volta da un ultimo vaso contenente segatura di legno.

L'agitatore che si trovava nella provetta contenente il criosale, si muoveva ruotando attorno ad un asse verticale, e portava una lamina metallica per spezzare il ghiaccio che si formava sulla parete a contatto col miscuglio frigorifico. Nella provetta crioscopica stessa erano poi sospese due aste di vetro fisse, e il termometro era circondato da un cilindro di platino forato, che lo proteggeva dall' irraggiamento.

La provetta era posta in rotazione insieme all'agitatore anzidetto, e il liquido che vi era contenuto veniva per tal modo agitato non soltanto orizzontalmente, ma anche verticalmente, perchè le aste di vetro, che restavano fisse, non erano simmetriche rispetto all'asse di rotazione. Per avere tuttavia un' agitazione verticale più energica, il Ponsot sollevava e abbassava due o tre volte il termometro prima di fare la lettura del punto di congelazione. I termometri usati erano due: uno di Tonnelot, nel quale il decimo di divisione valeva $\frac{1^{\circ}}{2000}$, l' altro di Chabaud il cui decimo di divisione valeva $\frac{1^{\circ}}{600}$. La temperatura era letta con traguardo distante 40 cm., e veniva presa la media dei valori ottenuti facendo ruotare il termometro di 180° attorno al suo asse, dopo aver dato dei colpi sul sostegno del termometro per condurre il menisco nella sua posizione normale. Senza questa precauzione le letture avrebbero fornito valori inesatti, perchè lasciando cadere il termometro sul suo sostegno, la colonna del mercurio scendeva di $^{7}/_{10}$ di divisione; sollevando invece rapidamente il termometro, la colonna risaliva di $^{3}/_{10}$ di divisione. Le correzioni per la parte emergente della colonna termometrica erano eliminate circondando l' asta del termometro con un miscuglio frigorifico uguale a quello del recipiente esterno.

Fu già notato (pag. 12) che sui valori che si hanno coi metodi sopra indicati ha una qualche influenza la natura dell'acqua che si adopera per fare la soluzione, e specialmente

l'aria che vi è disciolta. Questo fatto è messo in evidenza dal Ponsot, con delle curve chè mostrano la relazione fra l'abbassamento del punto di congelazione delle soluzioni di cloruro di sodio e la loro concentrazione; sono infatti evidenti le differenze fra le curve ottenute con acqua distillata ordinaria, o aerata, o disaerata col portarla appena dopo la ridistillazione in un pallone di vetro a 90° e raffreddarla rapidamente. Il punto di congelazione dell'acqua trattata in quest' ultima maniera restò costante per 4 ore.

I resultati ottenuti dal Ponsot sono molto diversi da quelli degli altri sperimentatori. Anche pel cloruro di sodio egli trova abbassamenti molecolari più piccoli di quasi tutti quelli trovati dagli altri, e le differenze raggiungono valori notevoli per le piccole concentrazioni. Il Ponsot attribuisce queste divergenze agli errori sistematici da cui è affetto il metodo ordinario della congelazione, che viene provocata dopo la soprafusione in una provetta sottoposta ad un irraggiamento più o meno intenso; perchè con tal metodo la lettura termometrica non dà la temperatura di equilibrio fra il ghiaccio e la soluzione. Soltanto i resultati di Nernst e Abegg si avvicinano assai a quelli del Ponsot; e questo, secondo il Ponsot, è dovuto alle correzioni che Nernst e Abegg apportarono alle loro misure dirette.

Anche per lo zuccchero di canna i resultati del Ponsot sono diversi da quelli ottenuti precedentemente: l'abbassamento molecolare cresce costantemente con la concentrazione, espressa in peso di zucchero su 100 grammi di soluzione. Esprimendo invece la concentrazione col peso di zucchero aggiunto a 100 grammi di acqua, l'abbassamento molecolare è sensibilmente costante per le piccole diluizioni, ed aumenta poi con la concentrazione.

Il metodo di Ponsot è certamente fra i migliori, e, seguito con le cautele necessarie, può dare resultati attendibilissimi; sebbene ci sembri che sarebbe stato da evitare il moto verticale che egli imprime al termometro.

Ma per poter giudicare con certezza del grado di precisione dei resultati ottenuti, sarebbe stato necessario che il Ponsot avesse indicate le sostanze che ogni volta egli ha

adoperato per formare i criosali; poichè la parte essenziale del suo metodo (e che ne costituisce il pregio) è quello di aver cercato di eliminare gli effetti dell' irraggiamento, mettendo la soluzione crioscopica in un ambiente a temperatura costante e vicinissima a quella alla quale la soluzione era stata precedentemente raffreddata. Con questo mezzo il Ponsot sostiene di poter fare a meno delle correzioni relative all' irraggiamento. Ma per constatare fino a qual punto ciò è ammissibile, occorrerebbe conoscere le temperature dei diversi bagni refrigeranti adoperati dal Ponsot.

15. *Nuove ricerche di Abegg.* — Con lo stesso metodo usato precedentemente nelle sue ricerche in unione col Nernst, ma cercando di prendere maggiori cautele per assicurare una esatta lettura del punto di congelazione, l'Abegg [1]) eseguì nuove esperienze sulle soluzioni di zucchero. La disposizione sperimentale adottata è chiaramente mostrata dall'unito disegno (fig. 1); non staremo quindi a descriverla.

Il volume del liquido crioscopico era di 1 litro; il bagno refrigerante era formato con una soluzione assai diluita di ghiaccio e sale da cucina; variandone la concentrazione si poteva far variare la temperatura assai comodamente. Abegg dice di aver potuto mantenerla costante a meno di $^1/_{100}$ di grado per tutta una giornata.

Per eseguire un' esperienza, l' Abegg preparava il recipiente crioscopico con 1000 cm³ di acqua a 4° C., e lo metteva in un apposito bagno a — 2° o — 3°, in modo che il recipiente si raffreddasse fino a circa — 0°,8 C. Allora toglieva dal bagno la provetta, la agitava fortemente, e provocava la congelazione dell' acqua gettandovi dentro un pezzetto di ghiaccio; infine introduceva l' agitatore nella provetta, e collocava questa nel suo vaso refrigerante.

Le diverse soluzioni da studiarsi erano ottenute versando nella provetta quantità note di una soluzione concentrata.

La determinazione della temperatura era fatta, mediante un termometro diviso in millesimi di grado, a meno di 0°, 0003.

1) Zeits. f. phys. Chem. 20, p. 207, 1896.

Abegg indica tutte le correzioni che occorreva fare alla lettura diretta; e trova che quelle dovute alla radiazione, all'agitazione e alla formazione del ghiaccio non superavano,

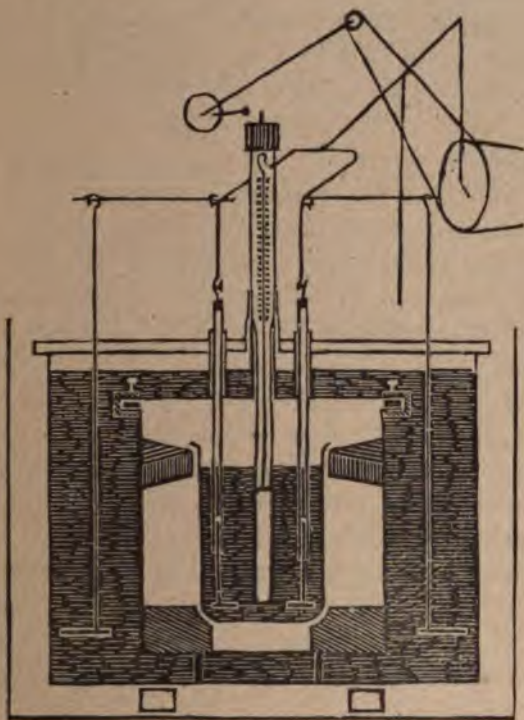



Fig. 1.

nelle sue esperienze, 0°,0036; ciò che portava nei valori delle depressioni molecolari un errore inferiore all'1 per °/₀.

Le correzioni dovute alla pressione atmosferica erano di 0°,0002 per 1 mm. di Hg; ma non furono eseguite perchè ritenute trascurabili.

Quella per la porzione emergente della scala termometrica importava 0°, 0006 per una depressione di 0°,4 e per una temperatura di + 10° C. dell'aria.

Più grandi potevano essere gli errori nella valutazione della concentrazione, che, con la pipetta da lui adoperata, potevano raggiungere il ± 2 per °/₀.

I resultati finali ottenuti da Abegg per le soluzioni di zucchero mostrano delle differenze che non superano il 3 per % da una concentrazione all'altra, restando le depressioni molecolari comprese fra 1,83 e 1,88 per diluizioni varianti da 0,00441 a 0,0422 grammi molecola per litro. Il valore medio è prossimo quindi al valore teorico 1,87 che si deduce dalla teoria di Van 't Hoff.

16. *Metodo recente del Raoult.* — Un metodo comodo ed elegante per ottenere la costanza della temperatura nel liquido crioscopico, è stato recentemente proposto ed usato da Raoult [1]). Egli circonda la provetta crioscopica con un bagno d'etere, nel quale mantiene la temperatura voluta e costante, per mezzo di una corrente d'aria che si fa circolare con velocità opportuna.

In questo modo si può rendere la temperatura di convergenza uguale, o molto vicina, alla temperatura di congelazione; perchè la temperatura del bagno frigorifico si può regolare in modo, che il riscaldamento prodotto dal moto dell'agitatore sia perfettamente compensato dall'irraggiamento.

Un vantaggio notevole di questa maniera di raffreddamento consiste nella possibilità di ottenere con essa una differenza costante fra la temperatura di congelazione delle diverse soluzioni, e quella del bagno refrigerante; ciò che non è sempre possibile coi crioidrati.

I resultati ottenuti dal Raoult con questo metodo per le soluzioni di zucchero, sono concordanti col valore teorico; e questo è importante a constatarsi, perchè mostrano che molto probabilmente, le divergenze prima osservate da lui stesso e da altri, dipendevano solo da errori sperimentali.

17. *Altre ricerche.* — Oltre quelle sopra accennate, molte altre ricerche sono state eseguite su questo soggetto; ma non crediamo opportuno insistere su di esse, essendo tutte più o meno manchevoli.

Così non si può dire sufficiente la esattezza nelle determi-

1) C. R. 122, 1315; 123, p. 475 e 631, 1896; e 124, p. 851 e 885, 1897.

nazioni di Despretz, Rossetti, Rudorf, Hentschel e in molte di quelle del De Coppet e delle prime di Raoult.

Nelle esperienze di Arrhenius [1]), di Traube [2]) e di Eykmann [3]) fu adoperato l'apparecchio di Beckmann, il quale era raffreddato da un refrigerante esterno fino al momento in cui la soprafusione cessava spontaneamente; ma per l'azione refrigerante troppo intensa, i valori trovati furono troppo grandi.

Anche il Pickering, volendo riconoscere se la depressione molecolare delle soluzioni diluite procedeva o no regolarmente al variare della concentrazione, intraprese delle ricerche crioscopiche su molte soluzioni. I resultati che egli ottenne per lo zucchero [4]) si avvicinano molto a quelli più recenti del Raoult, e le differenze sono sensibili solamente per le piccole concentrazioni. Ma il metodo tenuto dal Pickering nel correggere la temperatura osservata non è molto rigoroso.

Nostre esperienze.

18. Dall'analisi che abbiamo fatto dei lavori più importanti, risulta chiaramente che non in tutti sono state prese quelle cautele che vedemmo necessarie per difendersi da possibili errori di osservazione; e che in altri non troviamo sempre i dati sufficienti per decidere se le condizioni erano veramente le più adatte per eseguire determinazioni sicure.

D'altra parte le divergenze in risultati di cotanta importanza ci ha fatto sembrare utile un' ulteriore serie di ricerche, nella quale si tenesse scrupoloso conto di tutte le cautele e correzioni, di cui abbiamo fatto di sopra la trattazione teorica. Abbiamo quindi intrapreso lo studio delle soluzioni molto diluite di zucchero che, come abbiamo fatto a suo luogo notare, sono quelle per le quali si hanno divergenze non sempre spiegabili con gli errori di osservazione, e per le quali

1) Zeits. f. ph. Chem., 2, 491, 1888; Ber. d. deutsch. Chem. Gesell., 2255, 1891.
2) Ber. d. deutsch. chem. Gesell., 24, p. 1321, 1891, e 25, p. 1242, 1892.
3) Zeits. f. phys. Chem., 2, p. 964, 1888; 3, p. 113, 1889; Ber. d. deutsch. Chem. Gesell., 26, p. 1783, 1891.
4) Ber. d. deutsch. chem. Gesell., 24, p. 3828, 1891, e 25, p. 1854, 1892.

sarebbe di notevole importanza conoscere se seguono o no esattamente la legge di Van 't Hoff.

Analoga importanza presenta, sotto lo stesso riguardo, lo studio delle soluzioni di tartaro emetico; e perciò abbiamo esteso anche a queste le nostre ricerche.

Furono usati due apparecchi, uno di piccole dimensioni, con cui si eseguì una serie di esperienze per le soluzioni di tartaro emetico; e un secondo di dimensioni molto più grandi per le ricerche con le soluzioni di zucchero.

19. *Apparecchio piccolo.* — Il primo apparecchio (fig. 2) era costituito di un palloncino P di circa 300 cc. di capacità,

Fig. 2.

che veniva riempito per circa due terzi con la soluzione in istudio. Esso era collocato entro un vaso di vetro V V, che alla sua volta era posto all'interno di un vaso più grande V' V' pur esso di vetro. Il tutto era contenuto in una grande cassa di legno piena di trucioli e segatura. Lo spazio fra il palloncino e il primo vaso V V era pieno d'aria, e quello fra i due vasi V V e V' V' era riempito col crioidrato di carbonato di soda, che dava una temperatura costante di — 2°,015 C.

Il termometro adoperato era un Beckmann diviso in $\frac{1}{100}$ di grado; di esso venne fatto lo studio accurato nel modo che sarà indicato fra poco, nel descrivere il secondo apparecchio. Il termometro era circondato da un agitatore, costituito da una larga lamina di rame stagnata con stagno purissimo di Kahlbaum, e piegata a forma di elica le cui spire erano serrate verso il basso, in modo da difendere il bulbo del termometro dalla radiazione verso le pareti del pallone.

All'agitatore veniva comunicato un movimento di rotazione, per mezzo di un motorino. Si otteneva così nel liquido non soltanto un'agitazione in senso rotatorio, ma anche in senso verticale.

L'acqua per fare le soluzioni, era pura e disaerata, ottenuta per doppia distillazione dall'acqua di cristallizzazione del carbonato di soda, nel modo che sarà descritto fra poco. Il tartaro emetico era chimicamente puro.

Le correzioni da apportarsi alla lettura diretta del termometro, sono state fatte nel modo che sarà indicato nel parlare del secondo apparecchio crioscopico.

Col presente apparecchio, che riteniamo meno perfetto dell'altro, abbiamo sperimentato soltanto sopra le soluzioni di tartaro emetico, lo studio del quale era per noi di un'importanza inferiore a quello che ci eravamo proposto di eseguire sullo zucchero.

Non riferiamo qui i calcoli eseguiti per le correzioni da apportarsi alla lettura t' della congelazione apparente, per dedurne il valore di T'_0; perchè sono in tutto identici a quelli che riporteremo a proposito delle misure fatte con l'apparecchio più grande.

Soltanto noteremo che, per evitare la troppa soprafusione cui andavano soggette queste soluzioni, si gettava in esse, quand'erano giunte a $-0^{\circ},8$ C., un pezzetto di ghiaccio, attraverso uno stretto foro che negli altri momenti era tenuto perfettamente chiuso.

I resultati sono riferiti nella seguente tabella, indicando con p il peso e con n il numero di gr. mol. per litro d'acqua, e con Δ la depressione osservata:

p peso in 1 litro d'acqua	n num. di gr. mol. in 1 litro di acqua	Δ abbassam. del punto di congelaz.	$\frac{\Delta}{n}$
40,250 gr	$\frac{1}{8}$	0°,2398	1,92
20,125	$\frac{1}{16}$	0,1181	1,89
10,062	$\frac{1}{16}$	0,0581	1,86

Il valore teorico di Δ/n è, come è noto, 1,87. Si vede che le soluzioni diluite di tartaro emetico danno, per tale rapporto, dei valori che possono ritenersi concordanti con quello teorico.

20. *Apparecchio grande.* — L'apparecchio di più grandi dimensioni (fig. 3) era molto simile al precedente:

Si componeva di un vaso cilindrico di vetro che conteneva la soluzione da studiare, e nel quale era posto un agitatore, e un termometro sensibilissimo, e, insieme a questo, un'estremità di una pinzetta termoelettrica o un lato di una disposizione bolometrica.

Questo vaso di vetro era chiuso con un tappo di legno opportunamente provvisto di fori, perchè vi potessero passare i vari pezzi ora ricordati, ed era posto dentro ad un vaso di zinco alto una diecina di centimetri più del vaso di vetro. L'intervallo fra i due vasi era vuoto, e costituiva una camera d'aria, che si manteneva a temperatura costante, perchè il vaso di zinco era circondato da ogni parte da un miscuglio frigorifero posto in un terzo recipiente assai grande.

Il tutto era poi situato dentro una grandissima cassa ripiena di trucioli di legno, per difendere la mescolanza frigorifera dall'irraggiamento esterno.

L'apparecchio infine era tenuto in una stanza a Nord in un angolo abbastanza lontano dalle finestre.

Descriviamone ora le singole parti.

Vaso crioscopico. — Il vaso di vetro contenente la soluzione era della capacità di litri 1,500: fu lavato dapprima con acido

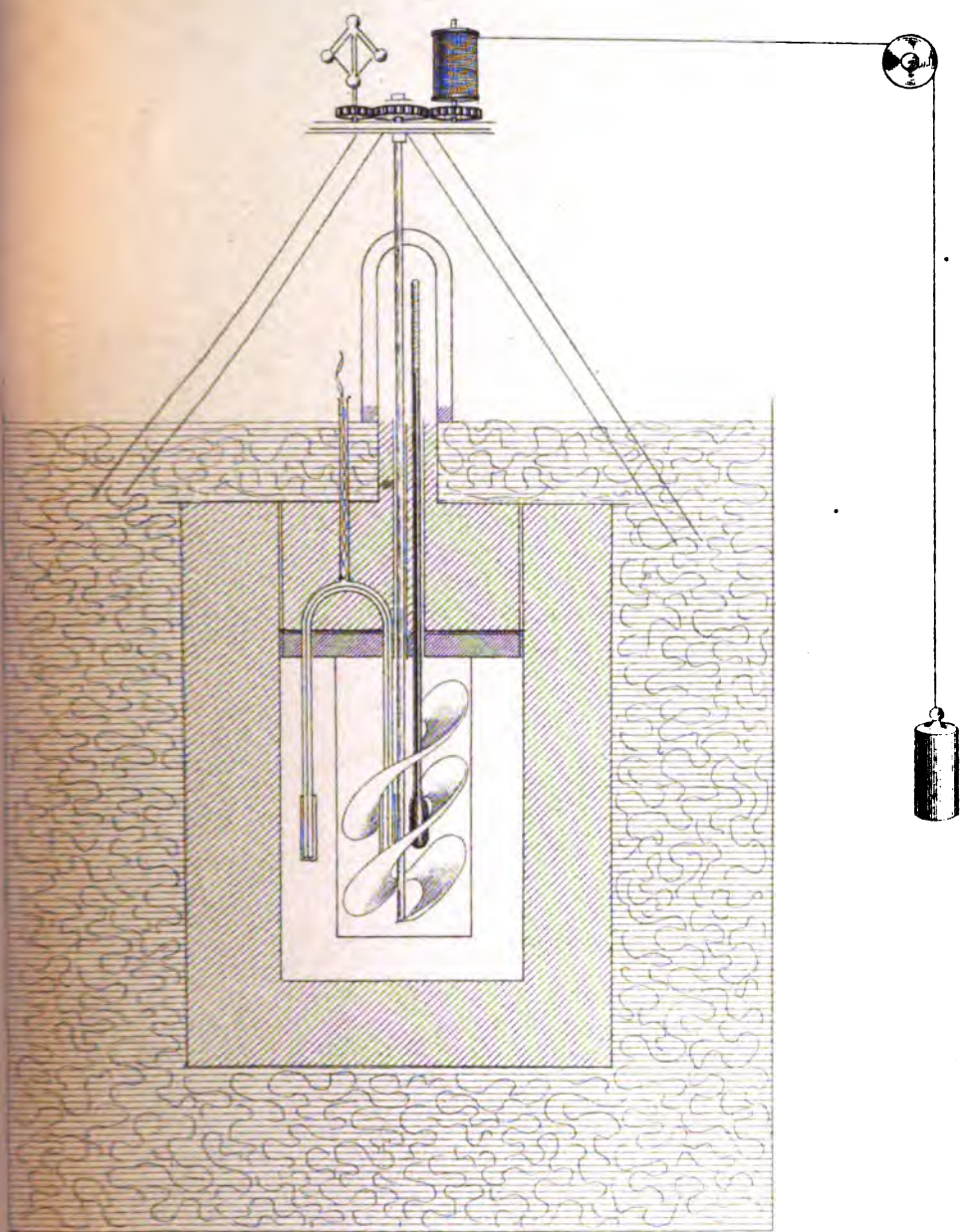



Fig. 3

nitrico, poi con acqua distillata ordinaria, e finalmente con acqua distillata bollente.

La camera d'aria, che lo circondava, occupava da ogni parte un intervallo di cm. 1,5. L'orlo del coperchio di legno, che copriva il vaso di vetro, si protendeva fino alle pareti del vaso interno di zinco, e teneva così ben fissi tra loro i due vasi stessi e chiudeva perfettamente la camera d'aria.

Il recipiente esterno di zinco, in cui veniva posto il crioidrato pel raffreddamento, aveva il diametro di circa 36 cm.; rimanendo così fra i due vasi di zinco uno spazio annulare di circa 11 cm. di larghezza.

Onde evitare più che fosse possibile l'irraggiamento, sopra al coperchio di legno del vaso contenente la soluzione si trovava un piccolo recipiente di zinco, provveduto di fori per il passaggio dell'agitatore, del termometro, della pinzetta termoelettrica ecc., il quale pure veniva riempito col miscuglio frigorifico. I trucioli, che difendono tutto l'apparecchio dalla radiazione, occupavano un cubo di m. 1,20 di lato; ed erano posti anche al di sopra della bocca del vaso refrigerante chiusa da una lastra di vetro.

Agitatore. — L'agitatore era formato da un asse cilindrico di ottone situato verticalmente in modo da poter ruotare entro un tubo pure di ottone, fissato al corperchio di legno del vaso contenente la soluzione in istudio. All'estremità inferiore di quest'asse era fissata una spirale di lastra di ottone, per la lunghezza di circa 12 cm.; essa difendeva, in grazia alla sua forma, il termometro dalla radiazione con le pareti del vaso.

Esternamente la spirale passava vicinissima alle pareti suddette, per modo da allontanare da esse i cristallini di ghiaccio che tendevano a depositarvisi.

Internamente poi fra l'asse dell'agitatore e la spirale v'era un piccolo intervallo, nel quale stavano in cerchio il termometro, una estremità della pila termoelettrica e un lato del bolometro, collocati così vicini alla spirale stessa, che questa, quando l'agitatore funzionava, impediva che su di essi si depositassero dei cristallini di ghiaccio.

Tutta la parte dell'agitatore che rimaneva immersa nell'acqua era ben stagnata con stagno purissimo. L'asse dell'agitatore infine era tenuto in movimento per mezzo di un sistema di orologeria.

Miscuglio frigorifero. — Il miscuglio frigorifero che dapprima abbiamo pensato di adoperare, era formato da ghiaccio e allume, (allume parti 20, acqua parti 100). Questo miscuglio dà una temperatura di — 0°,49, la quale resta costante per un tempo assai lungo e sarebbe stato adattissimo, se la lentezza con cui procedeva il raffreddamento della soluzione non fosse stato così grande da avere nella radiazione esterna una causa di errore assai forte. Perciò dopo vari tentativi abbiamo trovato più conveniente il miscuglio di ghiaccio e carbonato sodico (carbonato sodico parti 20, acqua parti 100) che dà una temperatura di — 2°,015 C., la quale si mantiene pure assai costante.

Acqua disacrata. — Per ottenere l'acqua purissima e disaerata, necessaria per la determinazione dello zero dei termometri, abbiamo distillato a circa 50° C. nel vuoto, in recipienti pulitissimi, del carbonato sodico, e ne abbiamo raccolto l'acqua di distillazione, che abbiamo poi nuovamente distillata, pure nel vuoto.

L'apparecchio che abbiamo adoperato a tal uopo è rappresentato nella fig. 4, e si compone essenzialmente di un

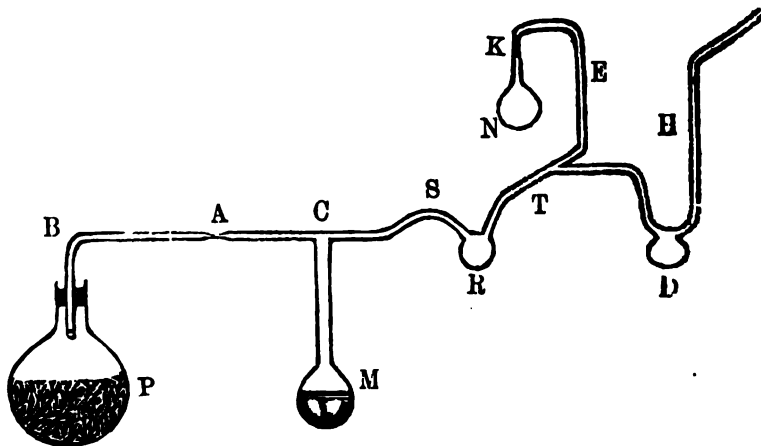



Fig. 4.

pallone P che contiene il carbonato sodico e che comunica, mediante il tubo BCSTH coi due palloncini M ed N e con una pompa a mercurio. Il palloncino M serve per raccogliere l'acqua nella prima distillazione, quello N nella seconda. La strozzatura del tubo in A, le piegature in S e in E, l'inclinazione in T e le due rigonfiature R e D servono ad impedire che nelle due distillazioni cada nei palloncini M ed N un po' d'acqua già condensata fuori dei palloncini stessi. Anzi, a questo scopo, il tubo BCSTE ha dimensioni abbastanza grandi: così, il tratto CB è di m. 2,80 e il tratto inclinato T di m. 1,60.

Le varie congiunzioni, eccetto quella fra il pallone P e il tubo B, sono costituite da saldature a fuoco.

Tutto l'apparecchio e i palloncini M ed N furono prima lavati ripetutamente con acido nitrico, poi per molti giorni con acqua distillata bollente.

Per ottenere l'acqua disaerata si operava nel modo seguente:

Si empiva fino a metà il pallone P di carbonato sodico puro, in cristalli ben limpidi e asciutti, quindi, attaccato al pallone il tubo B, si faceva il vuoto nell'apparecchio e si riscaldava poi lentamente il carbonato sodico, in un bagno d'acqua, fino a circa 60° C., mentre si teneva circondato di ghiaccio il palloncino M col suo collo e il tratto più vicino della piegatura S. In tal maniera quasi tutto il vapor d'acqua svolto dal carbonato si condensava in M.

Quando si era raccolta in M una discreta quantità di liquido, si cessava di riscaldare il carbonato, si aspettava che tutto l'apparecchio fosse raffreddato, e si chiudeva a fuoco il tubo CB in A.

Allora si portava sotto al palloncino M un bagno maria, e intanto si manteneva raffreddato con ghiaccio il palloncino N; per modo che il vapore sviluppato veniva ora a condensarsi nel palloncino stesso N, che si riempiva così di acqua perfettamente pura e disaerata.

Per mezzo di questa doppia distillazione, come per via della lunghezza e della forma dei tubi di comunicazione, era impedito nel modo più assoluto il trasporto di qualunque impurità nel palloncino N. Il suo lungo trattamento con acqua

calda, fatto precedentemente, dava pure sufficiente garanzia, che sulle pareti non fossero rimasti silicati, che potessero sciogliersi nella nuova acqua.

Finita la seconda distillazione, si tirava alla lampada il tubo in K, e quindi, fondendo questo a metà della strozzatura, si distaccava il palloncino N. Al momento di usare l'acqua, si rompeva la punta del tubo, per lasciar entrare lentamente l'aria.

Strumenti per la determinazione della temperatura. — Una delle maggiori incertezze in queste ricerche crioscopiche si ha nella misura diretta della temperatura. Perciò noi abbiamo applicato le nostre massime cure allo studio dei termometri; e ci siamo inoltre provvisti per la medesima determinazione di altri due metodi (metodo termoelettrico e metodo bolometrico) cercando di dare a essi la massima sensibilità e precisione possibile.

a). Termometro a mercurio. — Abbiamo adoperato in queste esperienze due termometri di Beckmann divisi in $^1/_{100}$ di grado. Facendone la lettura con un microscopio munito di micrometro, potevamo misurare con esattezza nella colonna termometrica i movimenti di $^1/_{20}$ di divisione.

Lo zero di questi termometri venne determinato la prima volta dopo averli lasciati per alcuni giorni in un vaso a 0°; e la determinazione venne poi ripetuta durante tutto il corso delle esperienze, di due giorni in due giorni, mantenendo però nel frattempo i termometri sempre alla temperatura di circa 0°.

Per ottenere uno zero esatto fu adoperato ghiaccio di acqua purissima e disaerata, ottenuta col metodo già descritto sopra: fu scelta in modo che alla temperatura di 160° C. non desse ancora nè segno di ebullizione, nè sussulti.

Il ghiaccio venne triturato e lasciato che s' inumidisse alquanto prima di introdurlo nel doppio recipiente in cui si dovevano porre i termometri. Il valore delle divisioni fu determinato facendo la calibrazione del cannello, per ciascun termometro, fra le divisioni che all' incirca corrispondevano a — 1° e + 1°, e stabilendo poi sulla scala di essi altri due punti: — 0°,4, e — 0°,75. Questi due punti furono ottenuti immer-

gendo i due termometri nel crioidrato di allume e nel crioidrato di solfato di sodio, insieme ad un campione Baudin diviso in $^1/_{50}$ di grado, per il quale era stato da noi stessi nuovamente determinato lo zero, eseguite le calibrazioni, e stabiliti vari punti per confronto con un termometro ad aria.

Sia in questi confronti come nelle letture fatte durante le misure crioscopiche, l' errore dovuto alla capillarità venne evitato (reso praticamente nullo), facendo battere in modo continuo dei piccoli colpi sul vertice dei termometri.

Di ciascun termometro fu determinato il coefficiente di pressione esterna, introducendo il termometro stesso in un tubo pieno d' acqua, e comunicante con una piccola pompa di compressione: il tubo poi alla sua volta era immerso inferiormente in un grande recipiente di acqua. La pressione venne fatta variare da $^1/_2$ atmosfera a 1,2 atm. Si ottenne per il coefficiente relativo al termometro, che chiameremo N. 1, il valore 0,00011, e per quello relativo al termometro N. 2, il valore 0,00016, espressi in gradi per ogni millimetro di mercurio di pressione.

Il coefficiente di pressione interna venne dedotto con approssimazione più che sufficiente dalla nota espressione

$$C_{in} = C_{es} + 0,0000154,$$

espresso pure in gradi per ogni millimetro di mercurio; cosicchè chiamando d la distanza fra il mezzo del bulbo e lo zero, ed l la lunghezza di un grado in millimetri, la correzione γ per la pressione interna doveva calcolarsi mediante la formula:

$$\gamma = C_{in} (d \pm l\, t).$$

Nel modo in cui era disposto il termometro nel nostro apparecchio, si rendeva superflua la correzione per la colonna sporgente; poichè la colonna stessa era circondata dalla mescolanza frigorifica fin quasi alla sommità, e la porzione che ne emergeva era tenuta dentro un doppio manicotto di vetro, il cui fondo nello spazio interno era occupato dal miscuglio refrigerante e nello spazio annulare da materie essicanti. Come pure non fu necessaria alcuna correzione per il ritardo del termometro; poichè avendo tenuto insieme ad esso immersa

nella soluzione la pila termoelettrica, si trovò sempre che dopo cominciata la congelazione, l' uno o l' altra si fermarono per un tempo abbastanza lungo sulla temperatura massima, prima di cominciare la discesa.

b) Pila termoelettrica. — La pila termoelettrica era costituita di nove coppie ferro-argentana, masticate insieme in mòdo da costituire un unico fascio. Cotal fascio era piegato poi a forma di U, (fig. 5), per guisa che una estremità della pila si potesse immergere nel mezzo del vaso contenente la soluzione, e l'altra nell' involucro d' aria che circondava il vaso stesso.

Una delle branche dell' U (quella che doveva pescare nella soluzione) era introdotta in un tubo di platino del diametro di circa un centimetro, in maniera che le saldature fra i metalli costituenti le coppie, poggiassero sul fondo del cilindro da cui erano separate per mezzo di un foglio di carta velina leggermente paraffinato. Per tal guisa era assicurato l' isolamento della pila, lasciando tuttavia ad essa una grande prontezza, ed era evitato qualunque pericolo di portare impurità nella soluzione.

Fig. 5.

I fili di ferro e di argentana erano poi condotti fino al galvanometro e saldati direttamente agli estremi del rocchetto. Lungo tutto il percorso i fili stessi, avvolti con tela cerata, erano stati attorcigliati insieme e ricoperti con ovatta; e le saldature al galvanometro erano state strettamente legate insieme, avendole prima separate con un pezzetto di tela cerata, e poi avvolte anch' esse ripetutamente con molta ovatta.

Il galvanometro di Thomson, sensibilissimo, veniva letto con cannocchiale e scala, collocati alla distanza di quattro metri dallo strumento; così la pila indicava variazioni di circa $^1/_{1000}$ di grado. Essa venne graduata accuratamente prima delle esperienze per confronto col campione Baudin. A tal uopo se ne teneva una estremità costantemente nel ghiaccio

d' acqua disaerata, e l' altra estremità assieme al campione veniva immersa successivamente in crioidrati (la cui temperatura era di — 0°,4, — 1°,110 e — 2°,015) e in un bagno d' acqua mantenuta ad 1°,875. Le deviazioni dell' ago del galvanometro venivano ricondotte nei limiti della scala, mediante un magnete compensatore, scorrevole su di un regolo graduato e la cui azione sulle varie deviazioni dell' ago era stata minutamente studiata.

Con quei dati si descrisse una prima curva delle indicazioni della pila. Una seconda venne costruita nello stesso modo, dopo finite le esperienze crioscopiche. Le due curve riuscirono abbastanza uguali, essendosi ottenuto fra la prima e la seconda serie, differenze non superiori a $^1/_{400}$ di grado per i punti di confronto al di sotto dello zero, e la differenza di $^1/_{200}$ di grado per il punto superiore allo zero. Ci siamo quindi creduti autorizzati a ritenere che $^1/_{400}$ di grado fosse il limite massimo d' errore che poteva darci lo strumento.

È da notare che in tutta l' epoca, per cui durarono le esperienze, la pila venne conservata sempre in ambiente prossimo a 0° C.

Quando la pila era collocata nell' apparecchio crioscopico, la sua estremità esterna (quella che trovavasi immersa nello spazio compreso fra il refrigerante e il vaso contenente la soluzione) era circondata da una breve spirale di zinco, di diametro poco maggiore di quello della pila, e destinata a difendere questa dalla radiazione, nel mentre permetteva il libero movimento all' aria. L' uso di questa spirale fu trovato necessario, poichè senza di essa i primi saggi colla pila termoelettrica riuscirono poco concordanti.

La pila termoelettrica, oltre a richiedere meno cautele e calcoli del termometro a mercurio, aveva su di questo il vantaggio di una maggiore prontezza.

c) Bolometro. — Per evitare la massima parte degli inconvenienti cui vanno soggetti i termometri a mercurio e le pile termoelettriche, pensammo di esplorare la temperatura delle soluzioni anche con una specie di bolometro, cioè, mediante

la variazione di resistenza provata, per effetto della tempe tura, da un lato di un ponte di Wheastone.

Il primo lato del ponte (fig. 6) era costituito da un filo ferro del diametro di due decimi di millimetro e della resisten

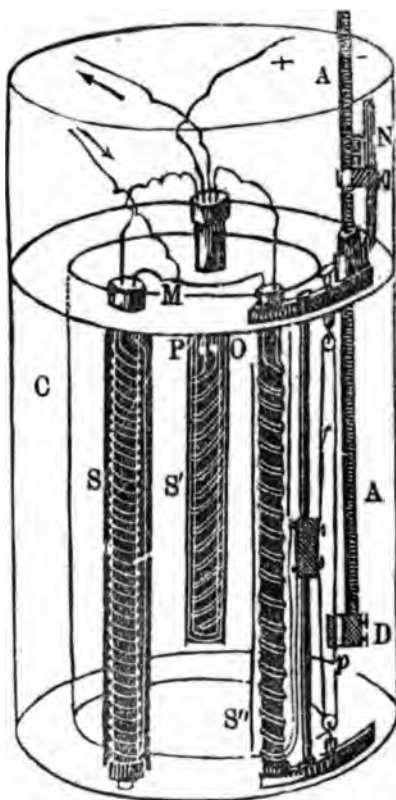



Fig. 6.

di 10 ohm, per la massima parte avvolto a spirale sopra un ci dretto di ebanite S e verniciato con gomma lacca. Tale ci dretto veniva collocato nella camera d' aria avvolgente il v in cui era posta la soluzione.

Il secondo lato era formato da un filo di ferro perfe mente uguale al precedente, pure esso avvolto sopra un ci dro di ebanite S', e verniciato con gomma lacca. Questo cilin era poi introdotto in un tubo di platino che lo conteneva

stamente, e dalle cui pareti era separato mediante un rivestimento di carta velina. Il tubo di platino alla sua volta veniva immerso nella soluzione.

Gli altri due lati del ponte erano costituiti da altre due spirali dello stesso filo, le quali erano avvolte sopra uno stesso cilindro di ebanite S'', accuratamente separate fra loro. Le estremità delle due spirali erano poi rispettivamente saldate ai due capi di un filo omogeneo di platino *f*, il quale veniva mantenuto in leggera tensione per mezzo di due carrucole. Le due spirali medesime col filo di platino erano collocate nella camera d' aria C.

Lungo il filo poteva scorrere un contatto costituito da un piccolo coltello di platino *p*, il quale era portato da un leggero dado D, affidato alla sua volta all' estremità dell' asta di ottone A A ch' era divisa in millimetri e scorrevole lungo il nonio N.

Un polo della pila era congiunto mediante l' asta A A al coltello *p*, e l' altro polo faceva capo a un estremo P della spirale S'.

Il rocchetto del galvanometro era congiunto al punto M e al secondo estremo O della spirale S'.

Appositi tubi di rame di diametro un po' più grande dei cilindri S e S'', e aperti da ambe le parti difendevano le rispettive spirali dalla radiazione delle pareti della camera C; con chè esse rimanevano a temperatura perfettamente costante. Del resto ciò veniva constatato per mezzo di un termometro Beckmann, mantenuto nella stessa camera C in identiche condizioni a quelle delle spirali.

Lo strumento venne graduato tenendo nel recipiente interno, la spirale S' immersa successivamente nel ghiaccio puro e nel crioidrato di allume insieme ad uno dei termometri Beckmann, e tenendo le altre spirali nella camera C insieme all'altro termometro Beckmann, mentre nel refrigerante si aveva il crioidrato di carbonato di sodio.

Il filo costituente il primo lato del ponte e quello costituente il quarto lato entravano per circa un centimetro nella soluzione, come si vede nella figura dalla posizione dei due punti O, P. Quindi alla variazione indicata dalla lettura che si faceva sul regolo dello strumento, venne sempre arrecata la

piccola correzione dovuta al mutamento di resistenza che soffrivano, per il tratto di un centimetro, il primo e il quarto lato del ponte; correzione che venne calcolata come se i tratti stessi fossero passati dalla temperatura della camera C a quella della soluzione.

La sensibilità dello strumento non era relativamente grandissima rispetto a quella che possono dare strumenti simili, poichè $^1/_{10}$ di millimetro sul regolo corrispondeva a $^1/_{1000}$ di grado; ma per compenso le correzioni e gli errori di osservazione erano ridotti al minimo.

Procedimento delle esperienze. — Si poneva dapprima nell' apparecchio il miscuglio frigorifero e si copriva tutto coi trucioli di legno; quindi si metteva in movimento l' agitatore.

Dopo qualche ora, quando la temperatura era prossima a 0° C., si incominciavano a fare le letture contemporaneamente al termometro e al galvanometro (insieme al termometro si usò ora la pila termoelettrica, ora il bolometro). E si continuavano le letture, a intervalli assai brevi, fino a che, avvenuta la soprafusione e poi risalita la temperatura, questa raggiungeva il regime stazionario, in cui si manteneva lungamente.

Finita l' esperienza, si toglieva dal recipiente, con una pipetta ben pulita, una certa quantità della soluzione, e se ne determinava il titolo.

Fra le varie determinazioni venivano scartate quelle poche in cui le indicazioni del termometro erano discordanti dalle indicazioni della pila termoelettrica o del bolometro. In generale si fecero per ogni soluzione tre buone determinazioni, di cui si prese la media.

Risultati.

Poichè col metodo da noi seguito avevamo una formazione di ghiaccio nella soluzione, la formula da usarsi per ottenere il punto di congelamento vero da quello osservato era la (14); e cioè

a) $$T'_0 = t' - \frac{C}{C_1} \frac{t_0 - t'}{t' - t_1} .$$

Abbiamo perciò determinato, con il metodo da noi descritto, il valore di T_0 per l'acqua pura, e ben s' intende per una porzione di quella stessa acqua che ci ha servito poi a fare le soluzioni.

I valori di C, C_1, t_0, che ci abbisognavano per il calcolo della depressione (formula *a)* quì sopra), li abbiamo determinati col metodo indicato a pag. 25 e seg., ed abbiamo ottenuto:

$$C = 0{,}0038 \qquad C_1 = 12{,}90$$

$$t_0 = -1{,}190.$$

Per ogni valore di t' abbiamo determinato il valore corrispondente di t_s; possediamo dunque tutti i dati da sostituire nella formula *a)*.

Non riferiamo, per brevità, tutti i calcoli necessari; ed indichiamo solamente nella tabella quì sotto i valori via via trovati.

In essa

n indica il numero di grammi molecola per litro di soluzione;

t' la temperatura letta sul termometro, a cui sono state arrecate le correzioni dovute al campionamento;

t_s il valore corrispondente della temperatura a cui il liquido è stato sopraraffreddato;

K rappresenta il valore della espressione $\frac{C}{C_1}\frac{t_0 - t'}{t' - t_s}$.

Zucchero di canna purissimo di Kahlbaum.

n	t'	t_s	K	$T'_0 - T_0$
$\frac{1}{1000}$	— 0,0015	— 0,67	—0,00052	—0,00202
$\frac{2,2}{1000}$	— 0,0035	— 0,66	—0,00053	—0,00403
$\frac{5,8}{1000}$	— 0,0100	— 0,58	—0,00061	—0,01060
$\frac{1,08}{100}$	— 0,0195	— 0,69	—0,00051	—0,02001
$\frac{1,88}{100}$	— 0,0345	— 0,65	—0,00055	—0,03505
$\frac{3,52}{100}$	— 0,0650	— 0,71	—0,00051	—0,06551
$\frac{4,21}{100}$	— 0,0785	— 0,65	—0,00057	—0,07907

Da questa tabella possiamo facilmente dedurre le depressioni molecolari Δ/n che quì riportiamo.

p peso in 1 litro	n	Δ	Δ/n
0,3420	$\frac{1}{1000}$	0,00202	2,02
0,7524	$\frac{2,2}{1000}$	0,00403	1,84
1,9836	$\frac{5,8}{1000}$	0,01061	1,83
3,6936	$\frac{1,08}{100}$	0,02001	1,85
6,4296	$\frac{1,88}{100}$	0,03505	1,86
12,0384	$\frac{3,52}{100}$	0,06551	1,86
14,3982	$\frac{4,21}{100}$	0,07907	1,88

I risultati sono la media di tre determinazioni. Il primo anzi è la media di quattro determinazioni, eppure si allontana notevolmente dal valore teorico; ma bisogna osservare che il minimo errore di lettura e le correzioni hanno un grandissimo peso sul calcolo dell'abbassamento molecolare di una soluzione tanto diluita.

Perciò siamo autorizzati a concludere che l'abbassamento sperimentale del punto di congelazione delle soluzioni diluite di zucchero concorda, dentro i limiti degli errori d'osservazione di queste misure, con l'abbassamento (1,87) indicato dalla teoria.

I valori ottenuti dal Raoult nelle ultime sue ricerche, sono i seguenti:

P peso dello zucchero in 1000 gr. d'acqua	C abbassamento del punto di congelazione	$\frac{C}{P} \times 342$ Depressione molecolare
345,65	2°,0897	2,079
172,92	0,9892	1,959
85,50	0,4806	1,922
42,756	0,2372	1,897
22,311	0,1230	1,885
9,729	0,0532	1,870

Ora, nel constatare la concordanza fra la conclusione delle nostre esperienze e quella che risulta dalla presente tabella, ci par utile richiamare pure il confronto che il Raoult istituisce fra i suoi resultati e quelli di altri sperimentatori. Cioè, mentre i valori ottenuti dal Raoult possono rappresentarsi su una retta la cui equazione è

$$342 \frac{C}{P} = 1,872 + 0,99 \text{ C},$$

le esperienze del Loomis, di Nernst e Abegg, del Wildermann, dell'Abegg e anche le ultime del Ponsot farebbero ritenere che la depressione molecolare dello zucchero diminuisse al crescere della diluizione; e la media dei resultati che furono ottenuti dai fisici sopra citati è sensibilmente inferiore, per diluizioni assai grandi, ai valori ottenuti dal Raoult.

Le nostre misure, eseguite sopra soluzioni molto diluite, non portano invece alla stessa conclusione, ma fanno ritenere che la depressione molecolare si conservi sensibilmente costante al crescere della diluizione, e che per soluzioni diluitissime abbia un valore poco diverso da 1,87, e quindi vicinissimo a quello, verso il quale tenderebbe, per $C = 0$, la retta che rappresenta i resultati del Raoult.

Ricerche ebullioscopiche.

Come l'abbassamento del punto di congelazione, così anche l'aumento del punto di ebollizione prodotto da una sostanza disciolta in un liquido, fornisce un mezzo per dedurre il peso molecolare e quindi anche per verificare la teoria della dissociazione.

Infatti, la teoria di van 't Hoff conduce alla relazione

$$M = \frac{0{,}01976\, T^2}{W} \; \frac{p}{T_1 - T},$$

nella quale M è il peso molecolare di una sostanza, di cui sono contenute p parti in 100 della soluzione, W è il calore di vaporizzazione di 1 grammo del solvente (per l'acqua $W = 536{,}35$ piccole calorie), T la temperatura assoluta di ebollizione del solvente, T_1 quella della soluzione.

Ma relativamente poche esperienze sono state fatte, per questa via, allo scopo diretto di riconoscere la validità della teoria della dissociazione; e quelle assai numerose che si conoscono sono principalmente intese alla ricerca dei pesi molecolari dei vapori, o a dimostrare la bontà dell'apparecchio proposto.

Non ci tratteniamo ad esporre le norme, del resto semplicissime, che si richiedono nell'esecuzione di una misura. Noteremo soltanto che è necessario, che l'apparecchio sia costituito in modo da impedire sia il raffreddamento del vapore che circonda il termometro, sia le fughe del vapore stesso (le quali altererebbero continuamente la concentrazione della so-

1) Gazz. chimica ital., 23, 1. parte, p. 263, e 2. parte, p. 249, 1893.

luzione in istudio), pur lasciando libera comunicazione fra l'interno e l'esterno dell'apparecchio. Le più serie difficoltà del metodo consistono nell'incertezza della indicazione termometrica, nella sua lunga durata, e nelle perturbazioni che perciò vi può apportare la mutazione della pressione barometrica.

Sono svariatissime le forme esistenti di apparecchi ebullioscopici; e nuove forme vengono di continuo proposte.

L'apparecchio che più è stato usato è però quello del Beckmann (v. per la forma primitiva lo *Zeits. f. phys. Chem.* vol. 4, p. 543, 1889, e vol. 8, p. 223, 1891; e per la forma più recente lo stesso *Zeits.* vol. 15, p. 656, 1894).

Sono stati usati del resto anche gli apparecchi di Raoult, di Lespieau, ecc.

Noi ci dispenseremo dal farne la descrizione, come ci dispenseremo dal fare quì la discussione dei resultati che il Baroni [1]), lo Schlamp [2]) e il Salvadori [3]) ottennero dalle loro misure ebullioscopiche sopra molte soluzioni saline. Ci limitiamo soltanto ad esporre le ricerche che noi abbiamo eseguito per determinare col metodo ebullioscopico il peso molecolare del tartaro emetico; determinazione che nel nostro studio sulla dissociazione elettrica si rendeva necessario per discutere alcuni fenomeni ottici che tale sostanza presenta.

L'apparecchio ebullioscopico (fig. 7) di cui ci siamo serviti, era costituito essenzialmente di un pallone di vetro P, munito di due tubulature T, T′ inclinate di circa 60° l'una rispetto all'altra.

La tubulatura T, circondata esternamente da un manicotto M di vetro, doveva contenere il gambo del termometro, il cui bulbo andava a immergersi nella soluzione; la tubulatura T′, circondata in alto da un refrigerante R, serviva alla condensazione dei vapori, che si sviluppavano dal liquido, e andava a terminare in punta aperta, per la comunicazione con l'atmosfera. Le goccie che scendevano (una ogni 5 o 6 secondi) dal tubo T e più raramente dal tubo T′, non potevano cadere, per la particolare disposizione delle tubulature, in vicinanza del bulbo del termometro.

1) Zeits. f. phys. Chem. 14, p. 273, 1894.
2) Gazz. chimica ital. 26, I. parte, p. 237, 1896.

Il pallone poi era immerso in un grande recipiente di ve tro riempito fin verso la metà con la medesima soluzione; e

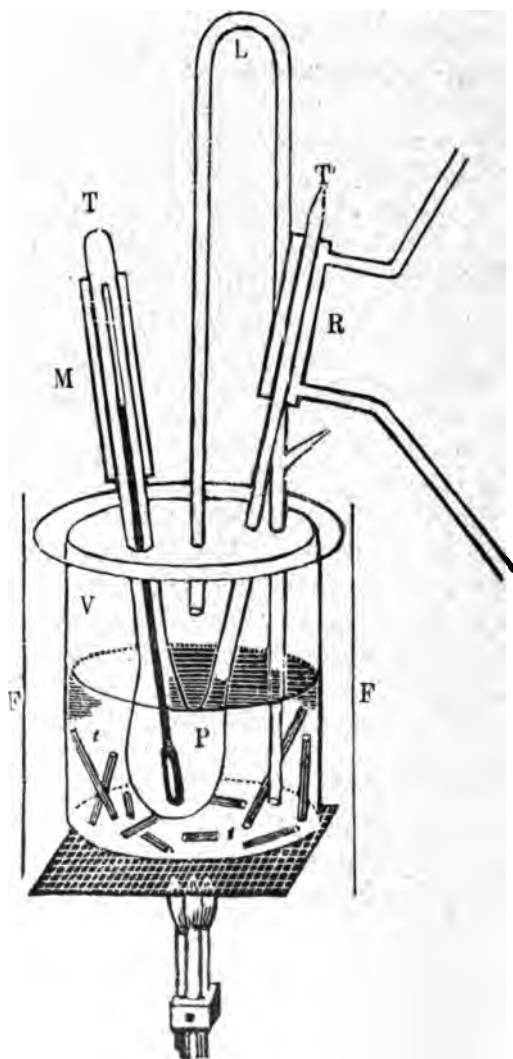



Fig. 7.

questo recipiente alla sua volta era circondato da un gran ma nicotto di ferro F F, munito di finestre di vetro.

La bocca del recipiente era chiusa con un disco di vetro, il quale vi si adattava perfettamente a smeriglio, e attraverso al quale passavano pure le due tubulature T e T', per fori giusti e smerigliati. Allo stesso disco era affidato il tubo L, a forma di U, il quale serviva a riportare i vapori condensati nel vaso V.

Da ultimo sul fondo del pallone e del vaso V erano collocati dei pezzetti di vetro, e dei tubetti *t*, *t'* chiusi superiormente e pieni d'aria, per rendere l'ebollizione un po' regolare; poichè le soluzioni di tartaro emetico bollono con forti sussulti.

I recipienti, i tubi e i pezzi di vetro erano stati tenuti lungamente nell'acqua bollente e con essa replicatamente risciacquati.

Si comprende facilmente, che non v'era da fare alla lettura diretta della temperatura la correzione per la colonna sporgente, perchè tutta la scala era immersa nel vapore stesso che si sollevava dal liquido nel quale pescava il bulbo del termometro; e se pure verso la sommità, la temperatura del vapore non fosse stata del tutto uguale a quella del liquido, la differenza non poteva raggiungere tal valore da portare nel resultato un errore apprezzabile.

I valori ottenuti dall'osservazione venivano ridotti alla pressione di 760 mm.

Come abbiamo visto sopra, la formula che ci dà il peso molecolare di una sostanza qualunque che determini l'aumento $T_1 - T$ nel punto di ebollizione di una sua soluzione acquosa al p per °/₀, è

$$M = \frac{0{,}01976\ T^2}{W} \frac{p}{T_1 - T};$$

per l'acqua — per la quale si ha $W = 536{,}35$, $T = 373$ — essa ci dà adunque

$$M = 5{,}126 \frac{p}{T_1 - T}.$$

Noi abbiamo eseguito tre misure sopra soluzioni contenenti 1 grammo molecola rispettivamente in 8, 16 e 32 litri di acqua.

Le soluzioni le abbiamo fatte nell' acqua distillata due volte, che ci ha sempre servito in tutte le nostre ricerche.

Riportiamo quì sotto le quantità p corrispondenti a queste diluizioni e gli aumenti $T_1 - T$ osservati.

(Tartaro emetico: peso molec. teorico 322).

1 grammo molec. in litri	p parti di sale in 100 di soluz.	$T_1 - T$	M
8	3,869	0,0690	287
16	1,972	0,0332	304
32	0,996	0,0155	329

L' ultima colonna contiene i valori del peso molecolare che, per i dati scritti nelle due precedenti, si deducono dalla formula sopra citata.

I risultati quì riferiti sono la media di parecchie determinazioni, le quali presentavano fra loro differenze anche del 10 o 12 per °/₀. E precisamente tenendo conto degli errori d' osservazione inerenti a siffatte misure, ci sembra di poter concludere che i valori del peso molecolare del tartaro emetico, dedotti in tal guisa, non cambiano sensibilmente con la diluizione.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa
Gennaio, 1899.

SULL'ASSORBIMENTO DELL'IDROGENO NEL PLATINO.

Nota del Dott. AUGUSTO MIOR [1]).

L'argomento del contegno dei metalli verso i gas, riguardo all'assorbimento, venne sinora poco studiato, ed i pochi risultati ottenuti sono tanto discordi da non poter lasciare stabilire che ben poco di concreto sulle leggi che reggono tale fenomeno.

Fin dalle prime ricerche si scoperse che il platino e più il palladio possiedono in grado molto rimarchevole la proprietà di assorbire l'idrogeno, e che gli altri gas molto meno facilmente di questo si lasciano occludere dai metalli. Per tale ragione e per alcune altre quelli furono i metalli e questo il gas che vennero più spesso cimentati.

La proprietà fisico-chimica dell'assorbimento dipende assai dallo stato di aggregazione del metallo. I seguenti cenni bibliografici riguardano quasi esclusivamente il platino allo stato di metallo lavorato essendomi io occupato solamente di questo.

Il Graham [2]) poneva del platino in frammenti o in fili entro un tubo di porcellana che portava al calore rosso scuro mentre vi faceva passare una corrente di idrogeno ben puro. Dopo aver lasciato l'apparecchio raffreddare assai lentamente (ciò che verificò promuovere molto l'assorbimento), faceva il vuoto nel tubo e, portatolo di nuovo ad alta temperatura, misurava la quantità di idrogeno che si svolgeva dal platino. Con ciò trovò che ad alta temperatura il platino lavorato (frammenti di un vecchio crogiuolo) può assorbire 5 volte e mezza il suo volume di idrogeno alle condizioni normali. Egli fece anche dei tentativi per determinare l'influenza di temperature diverse e trovò che una lamina di platino mantenuta

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di fisica della R. Università di Padova.

2) Thomas Graham, Chemical and physical researches Edinburgh 1876 p. 260. Absorption and detention of Hydrogen by Platinum.

a 100° per tre ore assorbì volumi 0,76 di idrogeno ed a 230° la stessa lamina volumi 1,45.

Abbenchè l' esperienze di Neumann e Streintz [1]) non riguardino il platino lavorato, pure è qui interessante darne un cenno per mostrare quanto anche in questa ricerca, la diversità del metodo abbia condotto a differenti risultati.

Essi riscaldavano per parecchie ore il metallo in un tubo ad U mentre vi facevano passare idrogeno assai accuratamente purificato; dopo averlo lasciato raffreddare scacciavano tutto l' idrogeno libero con una corrente di azoto altrettanto puro, ed infine introducevano ossigeno nell' apparecchio mentre portavano nuovamente il tubo ad elevata temperatura. I vapori dell' acqua, formatasi dalla combinazione dell'ossigeno coll' idrogeno già occluso, venivano assorbiti dal cloruro di calcio contenuto in tubi ad U che facevano seguito all' apparato. Da diligenti pesate di questi tubi prima e dopo ogni esperienza essi determinavano la quantità del gas occluso. Con questo metodo venne sperimentato il platino allo stato di spugna e di nero; i risultati ottenuti furono di gran lunga superiori a quelli del Graham.

Molto interesse offrono a prima vista le esperienze eseguite da A. Berliner [2]). Questi misurava l' assorbimento dalla diminuzione della quantità dell' idrogeno, in presenza del quale si trovava una lamina di platino arroventata con la corrente elettrica. Il recipiente di vetro, contenente il gas e la lamina, comunicava colla parte superiore di un tubo di vetro già calibrato, all' altra estremità di questo era applicato un tubo di gomma che lo congiungeva all' estremo inferiore di un altro tubo verticale. Il tubo di gomma era riempito totalmente di mercurio e parzialmente gli altri due. Questo in succinto l' apparecchio. Le osservazioni delle posizioni dei menischi, congiunte alle letture di un barometro e di due termometri posti in vicinanza, davano col calcolo la quantità di idrogeno assorbito.

1) Wiedemann Annalen, B. 46, p. 436, 1892. Verhalten des Wasserstoffs zum Blei und anderen Metallen.

2) Wied. Ann. B. 35, 1888. — Ueber die katalytische Wirkung etc.

Ogni esperienza cominciava coll' arroventamento della lamina nel vuoto mediante la corrente elettrica.

Il Berliner avrebbe trovato che il platino, già alla temperatura ordinaria, contiene in sè una enorme quantità di gas. Dalla tabella in cui egli espone i risultati ottenuti si rileva che in quattro esperienze i volumi di gas svolto sarebbero stati in numero di 87, 71, 85 e 227; prescindendo dal quarto risultato, egli prende in numero tondo il valore 80 come medio.

L'Autore stesso dice di aver determinato col calcolo e coll'esperimento che una variazione di 1° della temperatura dell'apparecchio portava una variazione nel volume del gas di mm^3 116, e che ad 1 mm. di differenza nella pressione corrispondeva una differenza di volume di mm^3 42.

Ora è da osservare che nelle tre esperienze suaccennate il peso di ogni lamina non superò mg. 60 e quindi il volume fu inferiore a mm^3 3. Bastava dunque un errore di 1° nella determinazione della temperatura dell'interno dell'apparecchio, per causare un errore di 40 volumi nella misura del gas svolto.

Che un errore nella temperatura fosse possibile, appare dal fatto che il Berliner assumeva come temperatura del gas quella segnata dal termometro posto solamente in vicinanza dell' apparecchio.

Con diffidenza vanno quindi accolti anche i numeri 236, 204, 271, che esprimerebbero, sempre rapporto all' unità di volume del platino, le quantità di idrogeno assorbito in tre esperienze.

Mond, Ramsay e Shields [1]) fecero delle prove usando un apparecchio analogo a quello del Graham. Riscaldata al calor rosso scuro una lamina di platino, essa svolse volumi 0,4 di gas prevalentemente costituito da anidride carbonica. La lasciarono quindi per tre giorni nell' idrogeno; vuotato di nuovo il tubo, trovarono che solo al calor rosso essa ne restituiva qualche traccia. Ottennero lo stesso risultato dopo aver ottenuto la lamina in contatto dell' idrogeno per tre ore al calor rosso e lasciata lentamente raffreddare.

1) Zeitschrift für physikalische Chemie. B. 26 - 1896 - p. 25.

Nel numero di Novembre 1896 di questo periodico venne pubblicato uno studio di L. Anelli « sull'assorbimento dell'idrogeno da parte del platino a varie temperature ». Il metallo impiegato era in filo di mm. 0,1 di grossezza, avvolto ad elica di mm. 0,2 di passo attorno un bastoncino di vetro posto entro una canna di vetro chiusa all'estremità ed immersa in un bagno d'acqua. Le variazioni della pressione dell'idrogeno nell'interno della canna venivano misurate in modo analogo a quello pel termometro ad aria. Facendo di volta in volta attraversare il filo da correnti elettriche d'intensità successivamente crescente e misurando contemporaneamente l'aumentare della resistenza (col metodo del ponte di Wheatstone), egli lo riscaldava ed aveva modo di determinare le varie temperature alle quali l'andava portando.

L'Anelli manteneva costante ognuna di queste temperature per dieci minuti, indi aperto il circuito, prima di misurare l'assorbimento avvenuto, lasciava a sè l'apparecchio per tre quarti d'ora affinchè il gas assumesse la temperatura del bagno.

Egli giunse sino a 200°; l'assorbimento totale fu di volumi 5 circa; visto anche l'andamento della curva del fenomeno, questo risultato appare conciliabile con quello ottenuto dal Graham a temperatura più elevata.

Vengo finalmente a parlare delle mie esperienze.

L'apparecchio di cui mi sono servito è rappresentato dalla fig. 1; l'insieme corrisponde al termometro ad aria. In A c'è un bulbo cilindrico di vetro contenente delle sottili laminette di platino e l'idrogeno. Mediante il tubo capillare *s* esso comunica col manometro ad aria libera BCD. Per impedire che eventuali bollicine di gas, derivanti dal tubo di gomma, possano andare a mescolarsi con l'idrogeno del serbatoio, in P è stata fatta una disposizione alla Bunten.

In Q si trova un robinetto a tre vie, che mediante il tubicino *q* può far comunicare l'apparecchio direttamente con l'esterno.

Il tubo che porta il bulbo è fisso, l'altro (D) si può far scorrere lungo un'asta cilindrica, fissare con una vite di

pressione *m* ed inalzare od abbassare lentamente in un piccolo intervallo per mezzo della vite fissa a piccolo passo *t*.

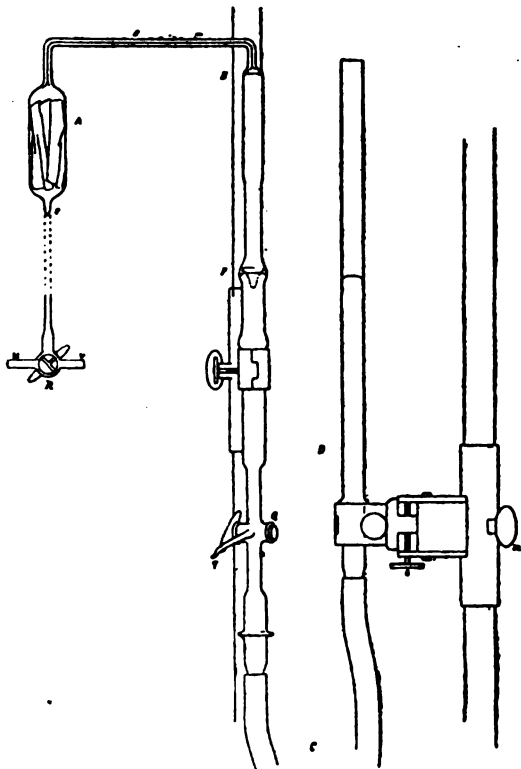



Fig. 1.

Mi son preparato l' idrogeno facendo reagire dell' acido solforico puro sopra dello zinco puro, in una bottiglia a due colli. Il gas dopo esser passato per due bottiglie di lavacro contenenti, la prima una soluzione di permanganato di potassa e potassa caustica, la seconda permanganato di potassa e acido solforico, andava a raccogliersi in un piccolo gasometro.

Prima di chiudere le laminette di platino nel bulbo A le ho arroventate per più di mezz'ora, quindi le ho pulite lavandole nella potassa caustica e tenendole per due ore nell'acido nitrico, concentrato, bollente.

Il bulbo A. del quale le varie parti furono opportunamente calibrate, alcune prima e altre dopo rinchiuso il platino, era dapprincipio congiunto mediante un tubo sottile ad un robinetto R a tre vie. Prima di riempire il serbatoio con l'idrogeno, procedetti alla essiccazione della parte ABQ dell'apparecchio nel modo seguente. Congiunta una serie di quattro bottiglie essiccanti, ad acido solforico, al tubetto *u* ed applicato una pompa ad acqua al cannello *q*, girati opportunamente i robinetti R e Q feci per parecchie ore passare dell'aria secca attraverso l'apparecchio, mentre con una fiamma a gas tenevo riscaldato il bulbo e gli altri tubi. Tutte queste cure erano necessarie pel fatto che il serbatojo fu ridotto alla sua forma definitiva dopo avervi introdotto il platino e che per determinarne il volume fu necessario riempirlo d'acqua. Tolta tutta l'umidità, rinnovai l'acido solforico delle bottiglie, congiunsi l'ultima al gasometro, ed al tubetto *v* applicai il tubo di aspirazione di una buona pompa Carré; versai quindi nel tubo D alquanto mercurio distillato nel vuoto e ben asciutto.

Con un maneggio che non mi dilungo a descrivere, facevo il vuoto nell'apparecchio mentre abbassavo il tubo D lungo l'asta di sostegno, in modo che il mercurio non salisse fino in P; quindi lasciavo entrare lentamente l'idrogeno puro e secco, e rifacevo di nuovo il vuoto. Ho ripetuto questa operazione sei o sette volte; quindi, fatto scendere il mercurio fin sotto al rubinetto Q, ho lasciato che per qualche tempo l'idrogeno fluisse liberamente, uscendo pel tubetto *q* che pescava in un bicchierino di mercurio. Finalmente, girato il robinetto Q, ho fatto salire il mercurio sino quasi in B avendo avuto l'avvertenza di fare in modo che nella disposizione Bunten rimanesse imprigionato poco gas. Chiuso alla fiamma in *r* il bulbo, ho staccato il robinetto R. Per le calibrazioni fatte in precedenza e col mezzo di opportune segnature esistenti attorno *r* restava determinato con grande approssimazione il volume del serbatoio.

Nello sperimentare ho proceduto come segue:

Dapprima portava il bulbo alla temperatura alla quale voleva fare le mie osservazioni ed all'uopo mi sono servito, a seconda della temperatura che voleva raggiungere, di un ba-

gno ad acqua per temperature più basse dei 100°, dei vapori d' acqua bollente per temperature prossime ai 100°, e di un bagno di paraffina per temperature superiori ai 100°; poscia misuravo la diminuzione della quantità dell' idrogeno libero, determinando le variazioni della pressione occorrente per ridurre allo stesso volume il gas mantenuto a zero gradi.

Perciò dopo ogni riscaldamento immergevo il bulbo completamente nel ghiaccio pesto, e trascorsa una mezz'ora, movendo il tubo D lungo il suo sostegno portavo il menisco del mercurio, nell' altro tubo, sino a toccare appena la punta di smalto nero B, fissata internamente come nei termometri ad aria. Con un buon catetometro, che dà il cinquantesimo di millimetro, misuravo accuratamente la differenza di livello del mercurio nei due rami, poi notavo anche la temperatura dell' ambiente presso all' apparecchio, leggevo il barometro ed il termometro ad esso applicato. Ripetevo queste osservazioni per poter far calcolo su una buona media.

Fra un' esperienza e l' altra, cioè quando l' apparecchio restava abbandonato a sè, il robinetto Q rimaneva chiuso. Mentre operavo i riscaldamenti abbassavo il tubo C in modo che l' idrogeno restasse alla stessa pressione, centimetro più, centimetro meno.

Il volume dell' idrogeno era di cm^3 22, 084; il peso delle laminette di platino g. 3,206; il loro volume cm^3 0,155, la loro superficie cm^2 400 circa e quindi il loro spessore medio mm. circa 0,01.

Nella seguente tabella registro i risultati ottenuti in una lunghissima serie di osservazioni.

TABELLA I.

Num. pr.	DATA		Riscaldamento		H occluso	
			Temperatura	Durata	Vol. parziale	Vol. totale
1	1897 da Aprile	26				
	a Maggio	3	11°—14°	giorni 7	mmc. 3	mmc. 3
2	»	5	50°	ore 1	» 0	» 3
3	»	7	60	» 1	» 0	» 3
4	»	19	75	» 2	» 5	» 8
5	»	26	75	» 2	» 10	» 18
6	»	28	75	» 2	» 4	» 22
7	»	30	100	» 1	» 29	» 51
8	Giugno	1	100	» 1	» 7	» 58
9	»	7	100	» 2,5	» 46	» 104
10	fino a Luglio	9	20°—26°	giorni 32	» 172	» 276
11	»	10	100°	ore 7,2	» 800	» 1076
12	»	12	100	» 12	» 273	» 1349
13	»	14	100	» 12	» 14	» 1363
14	»	16	125	» 9	» 0	» 1363
15	»	19	165	» 7	» 0	» 1363
16	»	20	225	» 2,7	» 8	» 1371
17	»	24	250	» 9	» 5	» 1376
18	»	27	330	» 8,7	» 22	» 1398
19	da »	27				
	a Dicembre	4	26°—10°	gior. 130	» 30	» 1428
20	»	9 e 10	100°	ore 16	» —15	» 1413
21	»	13 e 14	100	» 16	» 0	» 1413

Da questa tabella si rileva che durante i primi giorni (vedasi osservazione num. 1) alla temperatura ordinaria ed a temperature di poco superiori (oss. 2, 3) l'assorbimento del gas fu tanto piccolo, che il volume scomparso non esce dai limiti degli errori possibili di misura, data l'incertezza dovuta alla variabile convessità dei menischi del mercurio del manometro; solo verso i 75° (oss. 4, 5, 6) l'assorbimento fu ben rilevabile. A 100° (oss. 7, 8, 9) cominciò a delinearsi con sicurezza la forte influenza del riscaldamento. Però (oss. 10) anche alla temperatura ambiente per un tempo assai lungo (32 giorni) avvenne in seguito un assorbimento notevole. Ripetuti, lunghi, riscaldamenti a 100° (oss. 11, 12, 13) causarono un assorbimento tanto grande che solo a temperatura molto più alta (oss. 16, 17, 18) si potè rendere ancora evidente la continuità del fenomeno.

Ciò nondimeno alla temperatura ordinaria, durante circa quattro mesi, (oss. 19) il platino occluse nuovo gas in rilevante quantità. Infine (oss. 20) per un lungo riscaldamento a 100°, quando il platino parrebbe già saturo di idrogeno, risultò un apparente piccolo svolgimento di gas. E dico apparente, perchè causa la grande difficoltà che si incontra a liberare il platino dall' idrogeno occluso, sono portato ad ammettere che l' aumento di volume apparso alla 20.^{ma} osservazione, dopo che l' apparecchio era rimasto per tanto tempo a bassa temperatura, possa essere dovuto ad una deformazione del serbatoio analoga a quella che produce nei termometri lo spostamento dello zero, oppure a qualche altra causa.

Nei primi giorni del Maggio 1898 tagliai il bulbo nella parte inferiore e ne tolsi le laminette di platino. Tenni ciascuna di esse al calor bianco nella fiamma d' una lampada Bunsen per un' ora circa. Approntai in seguito l' apparecchio come precedentemente, impiegando le stesse laminette, ed usando con pari diligenza le stesse cautele. Il mio intento fu di porre meglio in luce il fatto importante della lentezza dell' assorbimento, e perciò decisi di lasciare l' apparecchio per molto tempo alla temperatura ordinaria.

La capacità del nuovo bulbo fu di cm^3 15,200, il peso delle laminette g. 2,951, la loro densità 21,3, quindi il loro volume cm^3 0,138. Ecco i nuovi risultati.

TABELLA II.

Num. pr.	DATA	Riscaldamento		H occluso	
		Temperatura	Durata	Vol. parziale	Vol. totale
1	1898 da Maggio 26				
	a Luglio 11	19°—23°	giorni 46	mmc. 597	mmc. 597
2	da » »				
	a Ottobre 27	27°—17°	» 108	» 394	» 991
3	» 28	100°	ore 7,5	» 0	» 991
4	da » »				
	a Dicembre 6	17°—12°	giorni 39	» 11	» 1002
5	» 7	265°	ore 2,5	» 64	» 1066
6	da » »				
	a Gennaio 10	12°—10°	giorni 34	» 14	» 1080
	1899 » 13	330°	ore 7,5	» —12	» 1068
	» 14	12°	giorni 1	» 0	» 1068

Si vede che già alla temperatura ordinaria il platino può caricarsi di tanto gas, che a temperature elevate ben poco ne viene ancora occluso. Anche da questa seconda serie appare che una volta avvenuta la saturazione del metallo, il riscaldamento rende sensibile il fenomeno dello spostamento dello zero, oppure un lieve svolgimento di gas condensato sulle pareti del bulbo o sulla superficie delle laminette.

Per quanto si riferisce alla totalità del gas assorbito i numeri delle precedenti tabelle mostrano che nella prima serie di osservazioni il platino ha assorbito un volume di idrogeno uguale a volte 9,1 il proprio; nella seconda serie l' assorbimento risultò di volumi 7,7. In media dunque pare che la saturazione si abbia con una quantità di idrogeno eguale in volume a circa 8,4 volte quella del metallo.

Le attuali osservazioni mostrerebbero che l' assorbimento dell' idrogeno può avvenire quasi completamente alla temperatura ordinaria, purchè il fenomeno duri per parecchi mesi.

La prima serie mette in evidenza il forte aumento che si ha nell' assorbimento alla temperatura di 100°.

Per determinare la legge della variazione della velocità dell' assorbimento colla temperatura, bisognerebbe dunque fare tante serie di osservazioni quante sono le temperature singole alle quali si vorrebbero fare le misure; queste serie dovrebbero avere lunghissima durata nel caso delle temperature basse.

È pero da notare che i risultati delle attuali osservazioni valgono pel platino a me fornito come puro ed impiegato nelle misure dopo il suo arroventamento al bianco in una fiamma a gas. La differenza di comportamento col platino puro adoperato da Mond, Ramsay e Shield, il quale anche riscaldato al rosso scuro non mostrò di assorbire quantità sensibili di idrogeno, si potrebbe ascrivere al fatto notato dal Berliner, dappoichè la lamina usata dai tre esperimentatori inglesi venne privata del gas occluso col solo riscaldamento al rosso scuro.

SUL POTERE REFRIGERANTE DEI GAS ATTRAVERSATI DALLE SCINTILLE ELETTRICHE E SUL DIFFONDERSI DEL FUMO NEI MEDESIMI.

Note ed esperienze del Prof. E. VILLARI.

(Dal Rendiconto delle Sessioni dell' Accad. delle Scienze dell' Istituto di Bologna. Anno accademico 1897-98).

In una Nota presentata il 6 Agosto 1896 al R. Istituto d'Incoraggiamento di Napoli dimostrai, che un gas (l' aria od il gas luce secchi) attraversato da poderose scintille elettriche acquista la proprietà di raffreddare una spirale di platino arroventata da una corrente elettrica. Per mettere in evidenza il fenomeno spingevo il gas per due canne di vetro (circa 12×2 cm.) poste l'una dopo l' altra. La prima conteneva un apparecchino a 4 scintille, e la seconda una spiralina di platino. Si spingeva una corrente di gas per le canne e si portava al rosso oscuro la spirale con una pila; indi si faceva scattare una rapida serie di scintille nella prima canna, mercè un grosso induttore e due o più giare, e la spirale si raffreddava in modo assai sensibile. Lo stesso poteva osservarsi tenendo la spirale rovente in una campana di vetro, nella quale facevansi balenare rapide e grosse scintille.

Ma questo metodo, che mette in evidenza il fenomeno non si presta a delle misure, per le quali dovetti procedere in modo diverso. Considerando che la spirale al variare della temperatura varia di conducibilità, cercai di misurare questa per risalire a quella; e disposi l' apparecchio come è indicato schematicamente nella fig. 1. Una campana C di vetro, chiusa in alto da una ghiera di ottone attraversata dai tubi t e t', era appoggiata sul piatto pp della macchina pneumatica. Gli elettrodi d, e d', scorrevoli in apposite ghiere ed uniti per f ed f' al rocchetto ed alle giare, servivano a produrre le scintille nella campana. La spiralina di platino s era unita ad un accumulatore P, per mezzo dell'elettrodo e e del corsoio c del reostata moe'. Un galvanometro astatico, con soli due rocchetti mobili R di 8000 giri e di 500 Ω di resistenza, era in derivazione della spirale, fra i punti c ed e.

Per eseguire una misura si poneva a zero il galvanometro ed il corsoio *c*; indi si chiudeva il circuito in *t*, il galvanome-

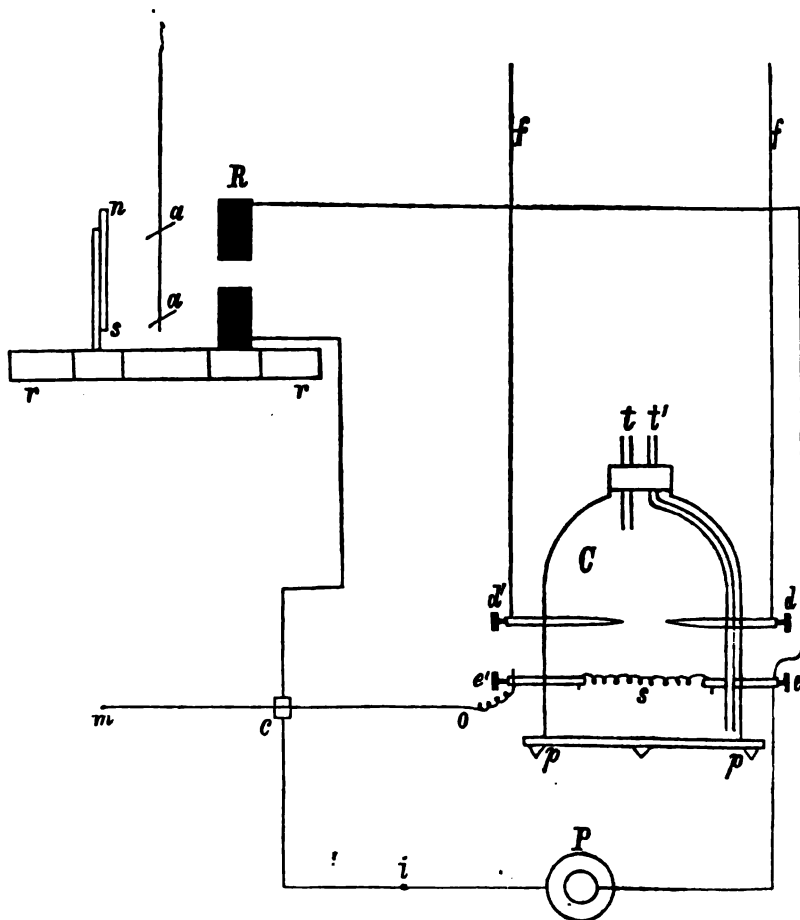



Fig. 1.

tro deviava fortemente e lo si riportava a 0° spostando opportunamente i rocchetti R ed un magnete *ns*, scorrevoli sul corsoio *rr*. Essendo così disposte le cose, ed essendo la spirale portata al rosso nascente dall' accumulatore P, si faceva passare una rapida serie di scintille fra *d* e *d'*; la spirale subito perdeva di splendore, ed il galvanometro deviava, per scemata resistenza di essa. Per ricondurlo a 0° si spostava il corsoio *c*

verso *m* fino a che la resistenza *oc* introdotta equivaleva, ad un dipresso, alla scemata resistenza della spirale.

In queste esperienze è necessario disporre la spirale al disotto delle scintille, affinchè non venga investita dall' aria calda che sollevasi da esse e che avrebbe perturbato le misure.

Con questo metodo e con ogni diligenza eseguii varie misure, adoperando una spirale di filo di platino grosso 0,24 mm. arroventata debolmente da una corrente i di due diverse intensità. Qui sotto riporto, per brevità, solo i risultati medi delle resistenze compensatrici R in millimetri, introdotte in *oc* per ricondurre a 0° il galvanometro, durante il passaggio delle scintille.

Nome del gas	Resistenze compensatrici R	
	per $i = 2{,}0$ A	per $i = 2{,}5$ A
Ossigeno [1])	239 mm.	179 mm.
Azoto	282	242
Aria	259	222

I numeri precedenti mostrano, che la resistenza della spirale scemò moltissimo per l'azione delle scintille. E difatti, le resistenze compensatrici R introdotte per ricondurre a 0° il galvanometro appariscono assai cospicue, quando si pone mente, che la resistenza della spirale misurata a freddo era uguale a quella di 370 mm. del filo del reostato *mo*.

Detti numeri mostrano inoltre, che l'effetto refrigerante delle scintille fu più sentito sulla spirale poco riscaldata (corrente $i = 2$ ampère) che su quella molto riscaldata (corrente $i = 2, 5$ ampère). La diminuzione di resistenza della spirale rilevavasi ancora da un aumento della corrente dell' accumulatore P, misurata da un delicato amperometro ; ed il raffreddamento della spirale si faceva manifesto con la sensibile diminuzione del suo splendore.

Le esperienze con l'idrogeno furono alquanto più difficili, giacchè esso si riscalda rapidamente per le scintille e per la spirale, e quindi riscalda questa per contatto. Le misure si

1) Questi gas si facevano passare per una colonna di cloruro di calcio prima d'introdurli nella campana.

dovettero eseguire alla svelta, e si dovè raffreddare la campana con dei cencini inzuppati nell'alcool; e, ciò non ostante, spesso l'idrogeno sollevando per dilatazione la campana veniva espulso in parte. Da più misure trovai, come media, che a spira appena rossa la resistenza R compensatrice introdotta fu di 133 mm.

Sperimentando nell' idrogeno a spirale poco o punto rovente osservai, che l'effetto refrigerante delle scintille in sulle prime cresceva col riscaldarsi della spirale, poi diminuiva: cosicchè parrebbe vi fosse una temperatura critica della spirale alla quale risponderebbe il massimo effetto refrigerante delle scintille.

Questo fatto potei confermare sperimentando con la spirale nell'ossigeno riscaldata da corrente di diverse intensità, *i*.

Qui di seguito sono i risultati medi di più misure incrociate.

Intensità *i*	R compensatrice
0,87 A	192
1,40	350
2,14	261
2,88	180

Questi valori mostrano, che l' effetto massimo delle scintille si verificò con la spirale riscaldata della corrente di 1,4 A.

Per la spirale nel gas luce l'effetto massimo delle scintille s'ottenne quando essa era arroventata da una corrente di 2,5 A, come dai numeri seguenti.

Intensità *i*	R compensatrice
1,43 A	70 mm.
2,50	270
3,70	168
4,70	137

Nell'anidride carbonica le esperienze dovettero farsi ancora rapidamente, pel suo rapido riscaldarsi al passaggio delle scintille; e sebbene raffreddassi la campana con cenci imbevuti di alcool, pure il gas dilatandosi, spesso veniva fuori a sbuffi. Il risultato medio di molte misure fu, che l' effetto refrigerante

massimo delle scintille s'ebbe con la spirale riscaldata da una corrente di 2,53 A. Sembra, adunque, esserci realmente una temperatura critica della spirale alla quale risponde il massimo effetto refrigerante del gas scintillato.

Le misure precedenti sono di necessità influenzate dal riscaldamento del gas, che riscaldando la spirale ne aumenta la resistenza. Perciò, specialmente con l'idrogeno e l'anidride, se molto si prolunga l'esperienza, l'effetto refrigerante delle scintille scema sensibilmente, e può anche mutarsi in un riscaldamento della spira, come si dirà in seguito.

L'effetto refrigerante dei gas scintillati cresce con l'energia della scintilla, come rilevasi dai valori medi seguenti, ottenuti con una spirale riscaldata nell'aria da una corrente $i = 1,5$ A. Le scintille rinforzate da un paio di giare erano generate da un rocchetto animato da una inducente I, che ad interruttore fermo e chiuso aveva i valori qui sotto segnati.

Intensità inducente I	R compensatrice
8,5 A	68 mm.
10,5 A	131
20,5	324
26,0	356

La capacità del condensatore impiegato a rinforzare le scintille pare che abbia, in alcuni casi almeno, una influenza assai sensibile sul potere refrigerante delle scintille. Sperimentando nell'ossigeno, con una spirale percorsa da una corrente $i = 1,45$ A, ottenni, in tre serie distinte di esperienze, i valori medi seguenti:

Serie di misure	Numero giare	Lunghezza scintille	R compensatrice
I.	2	62 mm.	290 mm.
	4	»	253
II.	2	35 mm.	491
	4	»	434
III.	2	»	582
	4	»	522

Questi valori, (comparabili fra loro quelli di ciascuna serie) mostrano che l'effetto refrigerante delle scintille scema un poco col crescere della capacità del condensatore.

Sperimentando una volta nell'anidride carbonica l'influenza della capacità del condensatore fu assai più distinto, come si vede dai valori medi che seguono, che ottenni con una corrente di 1,54 A, nella spiralina, e con una corrente nel rocchetto di 23 A.

Numero delle giare	R compensatrice
2	378 mm.
4	170

In seguito volli provare l'influenza della densità dei gas, ed operai sull'aria a diverse pressioni, come segue. Nella campana facevo scattare, per mezzo di apposito apparecchino, 4 scintilline contemporaneamente, invece di una sola, ed i risultati medi furono i seguenti, essendo $i = 1,4$ A.

Pressione dell'aria	R compensatrice
752 mm.	341 mm.
362	300
252	281
15	35

Si scorge, che l'effetto refrigerante dell'aria scintillata decresce con la sua pressione, in principio lentamente in seguito rapidamente.

Da ultimo feci una lunghissima serie di esperienze per determinare l'influenza della lunghezza delle scintille. I risultati che ottenni erano sempre fra loro discordanti; ed in ultimo mi avvidi, che la differenza era in gran parte dovuta al variare della posizione, che la scintilla prendeva rispetto alla spirale, al variare della sua lunghezza. Sperimentando come di consueto nella campana con le scintille al disopra della spirale e parallele ad essa vidi, che la loro virtù refrigerante era minima se balenavano a destra o sinistra della spirale, e massima quando vi scattavano direttamente disopra.

Questo fatto, più e più volte osservato, mi fece supporre, che il potere refrigerante dei gas scintillati potesse attribuirsi in tutto, od in buona parte, ad una azione meccanica delle scintille. Esse, nell'attraversare i gas, oltre al riscaldarli un

poco, ne proiettano con violenza le particelle in tutti i versi, e queste strisciando sulla spirale devono raffreddarla.

Per confermare questa spiegazione feci svariate ricerche delle quali ricorderò soltanto alcune.

Disposi fra le scintille e la spirale sottostante, parallela ad esse e ben centrato, un ampio disco di cartone orizzontale, circa 1 cm. in giro, più ristretto del diametro della campana. Fatto agire le scintille osservai, che il disco aveva scemato, ma di poco, l'effetto refrigerante delle scintille. Nè diversamente accadevano le cose se, tolto il disco, includevo la spirale in un'ampia canna di vetro (10 × 2 cm.) aperta agli estremi. L'aria in questi casi, proiettata dalle scintille doveva strisciare in copia sulla spirale, passando fra il disco e la campana, o per la canna di vetro, giacchè fortemente raffreddava la spirale. Ma più dimostrative e curiose sono le seguenti indagini.

Fig. 2.

Facevo scattare le scintille in *e*, fig. 2, centrate al disopra della spirale *s*, ed il loro effetto refrigerante fu misurato da una resistenza compensatrice R, in media di 327 mm. dal filo reostatico. Indi, senza variare le condizioni delle esperienze, disposi un mezzo tubo o doccia di vetro *dd* al disotto della spirale *s*, in maniera, che questa vi si trovasse, all'incirca, secondo l'asse [1]. Ripetuto le misure trovai, che il potere refrigerante dell'aria scintillata s'era di molto accresciuto. Lo che doveva dipendere, secondo ogni probabilità, da un maggior movimento delle particelle d'aria sulla spirale, spinte dalle scintille e riflesse sulla doccia

Se la doccia si dispone come nella fig. 3, fra le scintille *e* e la spirale *s*, la sua azione è pressocchè nulla. Questo fatto

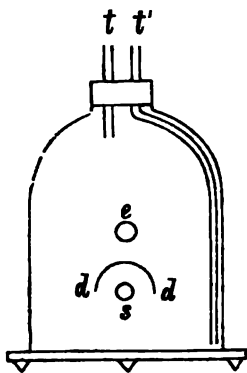
1) Nella figura le scintille *e* la spirale *s* e la doccia *dd* sono indicate in sezione, e debbono intendersi normali al foglio.

può spiegarsi ammettendo, che, sebbene le particelle d'aria direttamente proiettate dalle scintille non pervenissero alla spirale, pure vi arrivavano in copia, quelle riflesse prima sul fondo della campana e poi sulla doccia.

Fig. 3.

Questa riflessione dell'aria sul fondo della campana realmente si verifica, ed ha grandissima influenza sui fenomeni che studiamo. Per metterla in evidenza feci due serie di misure simili, con la campana ripiena di aria e con scintille di 40 mm., rinforzate da due giare. Nella prima, operai come al solito, e l'azione refrigerante dell'aria scintillata fu compensata da una resistenza R di oltre 780 mm. Nella seconda serie di misure disposi sulla base della campana uno strato di ovatta, per impedirvi ogni riflessione delle particelle d'aria proiettate dalle scintille. Ripetute le esperienze osservai, che la spirale invece di raffreddarsi, al balenare delle scintille, si riscaldava ed occorse togliere dal circuito della spirale una resistenza di 120 mm. in media, per ricondurre a 0° il galvanometro.

Da questi diversi fatti risulta chiaro, che l'azione delle scintille è duplice. Dall'una parte esse riscaldano la spirale, sia per irradiazione sia riscaldando il gas, e così ne aumentano la resistenza. Dall'altra parte, le scintille proiettano le particelle fredde dell'aria circostante le quali, e direttamente e riflesse sulle pareti del recipiente, pervengono sulla spirale e la raffreddano per contatto e trasporto. Ed a seconda che prevalga l'una o l'altra azione si nota il riscaldamento od il raffreddamento della spirale. Ed è perciò necessario, per osservare il raffreddamento di sperimentare rapidamente e prima che il gas riscaldi la spirale, come avveniva sperimentando con l'idrogeno e l'anidride carbonica.

A mettere in evidenza questi movimenti gassosi dovuti alle scintille, sperimentai nel modo che segue. Pel tubo t' (fig. 3) spinsi lentamente nella campana del fumo di tabacco

il quale vi si raccolse in fondo, in uno strato immobile e ben limitato. Al salto delle scintille il fumo s' agitò subito, sollevandosi e diffondendosi per tutta la campana, per l'agitazione prodotta dalle scintille nel gas.

Il raffreddamento della spiralina, nel caso della prima esperienza citata in questo scritto, si interpreta alla medesima maniera. Una spiralina arroventata in un tubo si raffreddava assai di più spingendovi una corrente di gas, scintillato in un precedente tubo, che spingendovi la stessa corrente di gas non scintillato. Al salto delle scintille nel tubo le particelle del gas vengono spinte e proiettate con tanta energia da produrre dei sbuffi o soffi di gas, che avvertonsi distintamente avvicinando la mano al tubo d'efflusso. Ed è per questo accelerato moto del gas prodotto dalle scintille, che esse raffreddano la spirale.

Nello studiare questi movimenti prodotti dalle scintille m'imbattei in alcuni fenomeni, che credo utile qui d' accennare.

Nelle varie misure fatte sul potere refrigerante dell'aria, dell'ossigeno e dell'azoto scintillati mi avvidi, che detto potere scemava sensibilmente col prolungare la scintillazione. E siccome questi gas si coloravano, man mano, pei vapori di ipoazotide, NO^2, così attribuii a questi la scemata virtù refrigerante di quelli. In una esperienza con l'ossigeno, arrossato da molti vapori d'ipoazotide, m'avvidi che alle prime scintille la spirale accennava a riscaldarsi, e poscia si raffreddava come nel caso generale. Rinnovato l' ossigeno, senza ipoazotide, le scintille raffreddavano subito la spirale. Da ciò si rileva che l'ipoazotide opera in modo speciale.

In seguito riempii la campana di vapori d'ipoazotide, svolti dall' azione dell' acido nitrico sull' ottone; e fatto scattare le scintille osservai, che la spirale si riscaldava distintamente invece di raffreddarsi, tanto che fu necessario togliere oltre 90 mm. di resistenza reostatica per riportare il galvanometro allo 0°.

Dal che si è indotti a credere, che le scintille nell' ipoazotide riscaldano la spirale per irradiazione od altrimenti, più che non la raffreddino pel movimento del gas prodotto dalle

scintille, le quali poco o punto smuovono le particelle dell'ipoazotide. Soffiai difatti, adagio adagio, sul fondo della solita campana, piena d'ipoazotide, uno straterello di fumo di tabacco, grosso circa 1 cm, che vi rimase tranquillo e ben limitato. Facendo scattare le scintille nella campana il fumo rimase immobile, e solo dopo molto tempo cominciò a smuoversi e sollevarsi lentissimamente. Ciò mostra, che le scintille scuotono poco o punto le particelle dell'ipoazotide; nè potrebbe questo fatto attribuirsi alla sua debole resistenza, giacchè, per contro, esso è sensibilmente più resistente dell'aria. Così, mentre nell'aria le scintille saltavano a 55 mm. di distanza, nell'aria carica d'ipoazotide saltavano a soli 46 mm., e con più forte crepitio.

Il fumo soffiato in fondo alla campana piena di anidride carbonica si sollevò, perchè più leggiero, formando in alto uno strato ben distinto. Allo scattare delle scintille l'anidride s'agitò ed il fumo si diffuse subito, ma forse un po' meno rapidamente che nell'aria.

Perciò la diversa agitazione, provocata dalle scintille nei gas, non può dipendere soltanto dalla diversa loro densità, giacchè mentre nell'ipoazotide l'agitazione è quasi nulla, essa è vivissima nell'anidride, sebbene le loro densità (23 e 22) sieno quasi eguali.

Feci inoltre, un'altra esperienza. Riempii la campana con moltissimi vapori di bromo densissimi, che avevano il colore del vino di Marsala carico. Fatto scattare le scintille la spirale si raffreddava alla maniera ordinaria, per la proiezione delle particelle d'aria. Ciò conferma, che la difficoltà a muoversi dell'ipoazotide nell'aria non dipende solo dalla sua densità, che è molto minore di quella dei vapori di bromo. Quasi si direbbe che i vapori d'ipoazotide avessero una viscosità loro propria, da renderli in condizioni affatto speciali.

Le precedenti osservazioni mi spinsero ad investigare il modo di diffondersi del fumo in alcuni gas, e mi avvidi che il fenomeno è complesso e non dipende solo dalla loro diversa densità.

Introdussi del fumo di tabacco, spingendolo lentamente dall'alto nella solita campana ripiena d'aria, ed esso cadde al

fondo, e vi rimase a lungo in uno strato ben netto e limitato. Se però la campana è ripiena d'aria carica di vapori d'ipoazotide, il fumo si dispone in uno strato in basso, soltanto se vi si fa arrivare lentissimamente da un tubo verticale, che arrivi al fondo della campana. Se il fumo si fa arrivare dall'alto della campana vi rimane sospeso.

Nella campana ripiena di gas luce o d'idrogeno, il fumo, comunque introdotto, si diffonde subito, specialmente nell'idrogeno, invece di raccogliersi in fondo, come potrebbe supporsi per la densità sua. Anzi se si lascia cadere il fumo dall'alto, lo si vedrà discendere in cumoli od in filetto, fino al fondo della campana, d'onde, quasi rimbalzando, si solleverà diffondendosi in tutta la campana.

Nell'anidride carbonica, invece, il fumo si solleva e raccoglie, senza diffondersi, in alto della campana in uno stato ben definito, come esige la sua densità.

Così che, in conclusione, nell'aria pura o carica d'ipoazotide, gas densissimo, il fumo può raccogliersi in uno strato, in fondo del recipiente.

Nell'anidride carbonica il fumo, per essere più leggiero, vi galleggia in uno strato ben definito. Nel gas luce e nell'idrogeno il fumo, sebbene più pesante, subito si solleva e diffonde.

LIBRI NUOVI

ANNUARIO PER L'ANNO 1899 PUBBLICATO DAL BOUREAU DES LONGITUDES.

La casa Gauthier Villars ha pubblicato, come fa ogni anno, l'Annuario del Boureau des longitudes per il 1899.

Questo volumetto contiene, come sempre, una gran quantità di avvertimenti indispensabili agli ingegneri e agli scienziati. Vi sono le solite tavole astronomiche e statistiche e alcuni articoli scentifici di M. Cornu e varie notizie scientifiche. Fra queste segnaliamo, come singolarmente interessante quella dell'ingegnere costruttore P. Gauthier sopra il *Siderostato a canocchiale di sessanta metri di distanza focale e un metro*

e venticinque d' apertura, che egli costruisce per l' esposizione del 1900.

Si tratta di un lavoro grandioso e delicatissimo, in buona parte già eseguito. La disposizione sarà la seguente:

Un siderostato tipo Foucault, munito di uno specchio di vetro, argentato anteriormente, di due metri di diametro manderà i raggi provenienti dai corpi celesti nel canocchiale astronomico, posto orizzontalmente, costituito da un gran tubo di lamiera di ferro di 60 metri di lunghezza e di metri 1,50 di diametro. Questo canocchiale sarà munito di due obiettivi, l' uno per le osservazioni dirette, l' altro per le fotografie, e dalla parte oculare di due dispositivi corrispondenti, cioè di un oculare con ispeciali montature per le osservazioni dirette e di uno *chassis* per le prove fotografiche.

È interessantissima la descrizione dei mezzi straordinari usati per la costruzione e lavoro ottico dello specchio del siderostato, pezzo colossale del peso di 3600 chilogrammi.

L' annuario contiene inoltre le seguenti notizie. *Sui palloni-scandagli* (sondes) di M. Bouquet de la Grye e *Sopra la Geodesia moderna in Francia*, del Colonnello Bassot.

L. PUCCIANTI.

FORMULARIO SCOLASTICO DI MATEMATICA ELEMENTARE, ARITMETICA, ALGEBRA, GEOMETRIA E TRIGONOMETRIA.

del Prof. M. A. ROSSOTTI.

Fa parte della collezione dei manuali Hoepli. È una riunione di tavole chiare e precise, che raccolgono i risultati delle quattro scienze matematiche elementari, nell' ordine stesso tenuto di solito nelle nostre scuole. Chi sapendo il concetto non ricordi con precisione la formula e la regola, la ritrova con tutta facilità, e senza perdita di tempo in questo libretto.

Esso è perciò da raccomandare come molto utile ai cultori della fisica, che hanno bisogno spessissimo di applicare con piena sicurezza regole e formule, specialmente di geometria e trigonometria piana e sferica.

L. PUCCIANTI.

ANNALI IDROGRAFICI, PUBBLICATI DAL R. UFFICIO IDROGRAFICO DI GENOVA.

Questa pubblicazione ha lo scopo di rendere pubblica — come avviene in quasi tutte le nazioni marittime — la raccolta delle osservazioni, delle notizie e delle memorie relative alla navigazione ed all' idrografia.

Era questa presso di noi una lacuna, che con piacere vedrà colmata chiunque si interessi del progresso dell' arte nautica, e voglia mantenersi al corrente delle nuove ricerche ed osservazioni, senza che per ciò gli sia necessario consultare le opere straniere.

In questi Annali verranno pubblicate le notizie nautiche e idrografiche, le relazioni dei viaggi comunicate dalle navi da guerra e mercantili, le relazioni dei lavori idrografici eseguiti dalle regie navi, e eventualmente le note teoriche relative alle discipline nautiche nonchè tutte quelle altre notizie che possano interessare la Nazione sotto il punto di vista del commercio, dell' industria, delle condizioni economiche ed igieniche, dell' esportazione ed importazione, dei mezzi di trasporto, ecc. R. FEDERICO.

RIVISTA

The Physical Review. Vol. 6, Aprile 1898.

DAY W. S. *Confronto dei termometri Rowland col campione di Parigi, e riduzione del suo valore dell'equivalente meccanico del calore alla scala ad idrogeno* (pp. 193-222). — L'equivalente meccanico del calore è, nel sistema C. G. S., dato da $J = \frac{dW}{dt}$ dove dW è il numero di ergon, spesi in calore, richiesti per aumentare la temperatura di un grammo di acqua di dt^{o} C. della scala assoluta.

La quantità $\frac{dW}{dt}$ è diversa alle varie temperature pel fatto della variazione del calore specifico dell'acqua con la temperatura; il suo valore poi dipende non solo dalla misura di dW, ma anche dalla scala delle temperature usata nel misurare dt^{o}.

Le misure del Rowland dell'equivalente meccanico del calore, fatte nel 1877-78, sono forse le migliori fra quelle nelle quali il calore è prodotto dalla spesa di una energia meccanica. In esse la quantità dt^0 fu misurata con la scala assoluta determinata per mezzo del termometro ad aria. Lo scopo delle ricerche dell' A. è quello di confrontare questa scala assoluta, rappresentata dai termometri del Rowland, con la scala ad idrogeno dell'archivio internazionale di Pesi e Misure di Sèvres. A questo proposito possiede tre termometri Tonnelot che erano stati studiati nell' archivio internazionale e confrontati coi campioni in diversi punti della scala, e li confronta coi tre adoprati dal Rowland nelle sue misure; determina le differenze che esistono fra loro e calcola quindi le corrispondenti correzioni al valore dell'equivalente meccanico.

Il confronto non spiega il disaccordo esistente fra il valore dato dal Rowland per l' equivalente meccanico del calore, e gli alti valori trovati più recentemente coi metodi elettrici, e mostra che forse il disaccordo non è dovuto ai termometri usati. È probabile anche che sia dovuto ad errori commessi nella misura dell' energia nelle esperienze del Rowland oppure nei metodi elettrici.

Il fatto più importante di questo confronto è che la curva corretta dei resultati del Rowland ha lo stesso andamento di quella rappresentante la variazione del calore specifico dell'acqua con la temperatura fra 15° e 25° dovuta al Griffith.

Questo fatto mostra la differenza che la possibilità sopra accennata sia dovuta ad errori nei campioni usati piuttosto che nelle esperienze stesse.

WILLS A. P. *Sulla suscettibilità delle sostanze diamagnetiche e debolmente magnetiche* (pp. 223-238). — Fino dal 1895 l' A. si era proposto di determinare la suscettibilità dei corpi col sospendere un elissoide di una sostanza in un campo magnetico omogeneo e osservare il tempo di oscillazione in un campo conosciuto e poi in un campo nullo. Se non che le sue prove fallirono pel fatto che non fu possibile ottenere un campo sufficientemente uniforme, giacchè l'effetto che cercava di osservare dipendeva dal quadrato di una piccolissima quantità x (suscettibilità) mentre l' effetto dovuto alla non uniformità del campo variava con la prima potenza di x. Scopo della presente memoria è di descrivere un metodo per determinare x pei corpi nei quali esso è estremamente piccolo, tanto positivo come negativo, e di dare i resultati ottenuti dalle esperienze fatte sopra un gran numero di sostanze.

Si sa che un corpo posto in un campo magnetico non omogeneo risente una forza meccanica che tende a trasportarlo nella parte più intensa o in quella più debole del campo secondo che è magnetico o diamagnetico. Conoscendo questa forza si può conoscere la distribuzione del campo nel quale il corpo si trova. L'apparecchio descritto dall'A. permette appunto di determinare questa forza. Esso consiste essenzialmente in una bilancia ad un braccio della quale, in luogo del piatto, si trova uno speciale ordigno atto a sostenere verticalmente una lastra rettangolare su cui si studia e che viene a trovarsi fra i due poli di una elettrocalamita. L'A. dimostra che per determinare la suscettibilità x della lastra basta conoscere la forza meccanica che agisce sulla lastra, la forza magnetica all'estremità inferiore di essa, e l'area d'una sua sezione trasversale. La prima è determinata *direttamente dalla bilancia*. Per determinare la seconda l'A. fa passare una nota corrente in un conduttore posto in quella parte del campo della quale si vuol misurare la forza, e determina la forza verticale f che agisce sul conduttore mediante la bilancia stessa. A questo scopo egli prende una lastra di marmo uguale a quella da studiare, la circonda di strisce di stagnola ai lati minori e costruisce così un conduttore attraverso il quale manda la corrente, dopo averlo posto nella stessa posizione in cui deve trovarsi la lastra in esame. Allora il campo è dato da $H = \frac{10\,g\,f}{l\,I}$ dove I è la corrente in ampère, l la lunghezza del conduttore in cm. e f la forza in grammi misurata dalla bilancia.

Osserva che lo stagno, a differenza di quello che fin qui è stato trovato, è magnetico, perciò bisogna concludere che quello da lui adoperato contiene traccie di ferro. Il valore di x che trova pel vetro è quattro o cinque volte maggiore di quello comunemente dato. Per l'alluminio x è positivo e assai grande. Studiando il legno trova che è magnetico e che, in generale, maggiore è la sua densità e più grande è il coefficiente di suscettibilità magnetica.

Pel bismuto e per la cera il valore di x è costante; lo stesso è probabile che succeda per gli altri corpi.

Stewart O. M. *Riassunto delle proprietà dei raggi Becquerel* (pp. 239-251). — È una diligente bibliografia dell'argomento.

G. Ercolini.

Wiedemann's Annalen. Vol. LXIII.

(IV del 1897, pubblicato nel cinquantesimo anniversario della laurea del Prof. Gustavo Wiedemann [1]).

Bjerknes. C. A. *Sopra uno sviluppo ulteriore del modello idrodinamico per i fenomeni elettrici. — Passaggio dal caso della statica a quello del movimento* (pp. 91-96). — L'A. mostrò fin dal 1881 che una sfera pulsante, immersa in un fluido incompressibile, costituisce un' imagine di un punto elettrizzato; in questa nota è indicato sommariamente come il modello si possa estendere per diverse vie ai fenomeni dinamici. Quanto alle particolarità è giuocoforza rimandare all'originale.

Defregger R. *Su l'effetto longitudinale termomagnetico nel bismuto* (pp. 97-102). — Osservazioni di poca importanza sopra il fenomeno scoperto da A. v. Ettingshausen e W. Nernst (Wied. Ann. XXIX, 343, 1886).

Föppl A. *Su la durezza meccanica dei metalli, particolarmente dell'acciaio* (pp. 103-108). — L'A., senza conoscere i lavori dell'Auerbach, ha seguito un procedimento simile in tutto a quello usato da questo sperimentatore, impiegandolo allo studio della durezza dei metalli.

I campioni, da sottoporsi alla prova, venivano tagliati in piccole lastre, spesse 7 o 8 mm. larghe 15 o 20 e lunghe parecchi centimetri. Una delle faccie laterali poi si lavorava a forma di cilindro, con il raggio di 20 mm. Di ogni sostanza si prendevano due di tali lastre e si sopraponevano incrociate esponendole ad una compressione.

Le faccie cilindriche dopo l'esperienza, conservano una breve traccia di forma circolare; l'area della quale cresce in proporzione con la forza esercitata. Questo rapporto costante si può prendere come una misura della durezza. Degno di nota è il fatto che la costante di proporzionalità dipende, oltre che dalla natura del campione, anche dal raggio della faccia cilindrica. Quando il metodo entrasse nella pratica sarebbe quindi opportuno di scegliere per tale raggio una grandezza determinata. L'A. propone quella di 20 mm.

Toepler M. *Scarica stratificata nell'aria* (pp. 109-116). — Si possono ottenere delle apparenze luminose stratificate nell'aria alla pressione atmosferica interponendo fra le palline dello spin-

[1] Continuazione (V. N. Cim., pag. 343, Novembre 1898).

terometro una lastrina di sostanza semiisolante (granito, sienite, basalto, ecc.).

La scarica deve essere di regola *rallentata* per mezzo di una resistenza inserita in circuito.

Gli strati si formano fra la lastrina ed il catodo; in alcuni casi sembrano allontanarsi dall' elettrodo.

Per le singolarità della disposizione e del fenomeno si confronti la nota originale.

WINKELMANN A. *Su la variazione che subisce il coefficiente di elasticità del platino al crescere della temperatura* (pp. 117-123). — Se si determina il coefficiente di elasticità del platino alla temperatura ordinaria, poi si riscalda il campione e lo si lascia raffreddare, si trova un coefficiente alquanto più grande del primitivo. Ma ripetendo parecchie volte l'operazione si finisce per ottenere un medesimo valore prima e dopo il riscaldamento; un valore, s' intende, più notevole di quello misurato in origine.

Se ora si lascia in riposo il metallo per un tempo assai lungo (un anno per esempio) si ottengono dei coefficienti di elasticità che si vanno accostando alla grandezza primitiva.

Il comportamento è simile a quello presentato dal vetro.

BEZOLD V. W. *Studio delle onde elettriche guidate dai fili, per mezzo delle figure di Lichtenberg* (pp. 124-131). — L'A. ritorna in questa nota su alcune vecchie esperienze, la cui descrizione fu ripubblicata dal Hertz nel volume delle *Untersuchungen*.

Il lavoro ha un grande interesse storico essendo il primo in ordine di tempo su l' importante argomento. La disposizione sperimentale del v. Bezold si presta assai bene per dimostrare il fenomeno ad un uditorio numeroso.

KOCH K. R. *Sopra il comportamento della costante dielettrica e dell' indice di rifrazione nel campo magnetico* (pp. 132-136). — I risultati di questo lavoro sono completamente negativi. L'A. rinunciò subito allo studio della costante dielettrica, non essendogli riuscito di eliminare (nel campo dell'elettromagnete) certe influenze perturbatrici, che non permettevano una misura esatta della capacità.

Quanto all' indice di rifrazione, comunque variassero le condizioni dell' esperienza, non vi fu modo di constatare affetto alcuno. Il metodo della ricerca era così sensibile da permettere con sicurezza questa conclusione, che, cioè, in un campo di 2-3000 unità, l' incremento (Δn) dell' indice è più piccolo di $3.10^{-8}.n$.

JAEGER H. *Imagini magnetiche* (pp. 137-141). — Il campo di un conduttore rettilineo, percorso da corrente uniforme, e messo a giacere sopra una lastra piana di ferro dolce, è doppio di quello

del conduttore stesso isolato. Se poi il filo si stacca dalla lastra, ma si tiene in presenza di questa, tutto accade come se vi fosse nello spazio un'altra corrente uguale, e disposta simmetricamente rispetto al piano del ferro.

Fenomeni in tutto simili si osservano impiegando un solenoide in luogo del conduttore rettilineo.

FRÖLICH I. *Campione di autoinduzione in forma di anello* (pp. 142-153). — L'A. si è proposto di costruire un campione di tale natura che il suo coefficiente di autoinduzione si potesse *calcolare* con una sicurezza sufficiente.

La forma scelta è quella di un anello a sezione rettangolare, sul quale è avvolta, in un unico strato, una serie di spire, che ne coprono tutta la superficie. L'anima dell'anello risulta di marmo di Carrara.

Il coefficiente calcolato dall'A., tenendo conto della correzione risultante dallo spessore del filo, è fornito da

$$L = 2\, n^2 h \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right) - 2\, n^2 h\, 0{,}28721 \left[\rho \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) + \frac{2\rho}{4} \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\right]$$

nella quale relazione n è il numero delle spire, h l'altezza dell'anello, r_1 e r_2 il raggio interno e l'esterno di esso 2ρ è lo spessore del filo (ignudo).

Per il campione costruito dal Frölich questa formola somministra un valore perfettamente soddisfacente.

La correzione dovuta allo spessore del filo arriva ad un millesimo circa di L.

WIEDEBURG O. *Sopra un fondamento fisico della dottrina dell'evoluzione* (pp. 154-159). — Considerazioni di interesse prevalentemente teorico sopra le proprietà di *isteresi* dei corpi solidi; presa la parola in un senso affatto generale. Seguirebbe dai calcoli dell' A. che nessun sistema può mai nella natura compiere un processo veramente ciclico.

DORN E. *Sopra il riscaldamento prodotto dai raggi del Röntgen* (pp. 160-176). — L'A. si è servito per le sue esperienze di una *livella a pressione* del Töpler (cfr. *N. Cim.* (4), 3, pag. 121), esponendo alla radiazione uno dei due recipienti che terminano il capillare.

Finchè l'apparecchio contiene solamente un gas (aria o acido carbonico) il tubo del Röntgen non produce un dislivello di pressione sensibile; invece si avverte un riscaldamento quando nel gas si dispongano delle laminette metalliche assorbenti (stagnola, platino, palladio). Il sig. Dorn ha determinato la quantità

di calore, ricevuta dall'apparecchio, con alcune esperienze di confronto, nelle quali le lamine metalliche erano percorse, e quindi scaldate, da correnti conosciute.

Per dare un' idea dei valori trovati basti accennare che in un caso l'energia irraggiata fu riconosciuta essere di 0,30 mg. cal. per scarica, in un altro caso di 0,18 mg. cal.

Se si tiene conto dell'assorbimento, che i gas esercitano sopra i raggi del Röntgen (secondo il Benoist), dei dati (che il Wiedemann fornisce) per il lavoro di dissociazione dell' idrogeno, e dei risultati (di Thomson e Rutherford) sul percento dissociato dai raggi X, si conclude che l'energia irraggiata è forse 15 volte superiore a quella necessaria per la ionizzazione. Giova notare a questo proposito, che i tubi impiegati dall' A. erano però, secondo ogni probabilità, più attivi che quelli del Thomson.

Arons L. *Su la corrente di apertura* (pp. 177-182). — Svolgimenti teorici su l'argomento, che sarebbe impossibile riassumere senza riportare formole. La singolarità del procedimento consiste nello scartare l' ipotesi ordinaria della soppressione della forza elettromotrice agente in circuito: l'A. suppone invece che la resistenza sia portata in breve tempo dal valore primitivo ad una grandezza infinita. Le formole rendono ragione assai bene di alcune particolarità indicate dall'esperienza.

Töpler A. *Esperienze di risonanza con il metodo dell' elettroscopio* (pp. 183-190). — L'elettroscopio fu impiegato per esperienze di questo genere dal Boltzmann, molti anni fa. Nella sua disposizione le scintilline del risonatore servivano soltanto per mettere a terra la carica impartita all'elettroscopio da una pila secca; in realtà, collegando con le foglie direttamente una delle parti del secondario non si ottiene nessuna indicazione sicura. Il Töpler spiega tali fatti osservando che le foglie dell'elettroscopio presentano una inerzia assai grande, e incontrano per parte dell'aria una notevole resistenza; l' istrumento, nella sua forma consueta, non si adatta quindi alla dimostrazione di una carica rapidamente formata e rapidamente dispersa. Per ovviare a questo inconveniente l'A. si è occupato di costrurre un elettroscopio che potesse servire come istrumento *ballistico;* la disposizione descritta nella nota che riassumo sembra dare dei buoni resultati. L'organo principale dell'apparecchio è un filo d' alluminio dello spessore di un quarto di millimetro e della lunghezza di 8,5 cm. La sospensione, ingegnosissima, è ottenuta per mezzo di un aghetto d'acciaio, che, da una parte, è unito rigidamente al filo, dall'altro capo è sostenuto per l' appunto da un magnete debole.

Quanto ai particolari della costruzione si veda la nota originale.

v. LANG V. *Su la forza controelettromotrice dell'arco formato con elettrodi di alluminio* (pp. 191-194). — Fu indicato da parecchi, e ultimamente dal Grätz, che un voltametro, nel quale un elettrodo sia costituito da alluminio e l'altro da un corpo indifferente (carbone, platino, ecc.) può servire per raddrizzare le correnti alternative; in questo senso che esso dà luogo senza impedimento ai soli flussi che escono per l'alluminio.

Il v. Lang trova ora che l'arco formato fra una bacchetta d'alluminio e una di carbone può rendere lo stesso servizio; però la corrente continua, che s'ottiene, è diretta dall'alluminio al carbone.

POCKELS F. *Sopra il comportamento magnetico di certe roccie basaltiche* (pp. 195-201). — L'A. comunica alcuni resultati numerici ottenuti con lo studio di tre campioni differenti di basalto. La permeabilità, per piccole forze magnetizzanti, appare compresa fra 1,079 e 1,108. Questi valori così tenui permettono di concludere che il magnetismo indotto nelle roccie in posto dal campo terrestre è senza dubbio troppo debole per alterare sensibilmente il campo stesso; se certi campioni, studiati dal Folgheraiter presentano una polarizzazione permanente apprezzabile, questo si deve alla durata dell'azione, oppure all'influenza esercitata durante il raffreddamento lento. Quanto ai *punti isolati*, fortemente magnetici, che si incontrano qua e là su le roccie dei monti, è giuocoforza attribuirli ad un effetto delle scariche atmosferiche. Taluni esemplari studiati dall'A. gli hanno permesso di calcolare l'ordine di grandezza del flusso magnetizzante; questo sarebbe stato, in quattro casi che egli riferisce, di 2900, 6100, 6600 e 10800 Amp. ordinatamente.

A. GARBASSO.

SULL' INTEGRAZIONE DELLE EQUAZIONI DELL' EQUILIBRIO DEI SOLIDI ELASTICI ISOTROPI PER DATI SPOSTAMENTI IN SUPERFICIE,

del Prof. G. LAURICELLA.

In una recente Nota « *Sur les èquations de la thèorie de l'èlasticitè* [1]) » i sigg. E. e F. Cosserat pongono la quistione dell' integrazione delle equazioni indefinite

$$(1)\quad \begin{cases} \Delta^2 u + k\dfrac{\partial\theta}{\partial x} = 0\,, \quad \Delta^2 v + k\dfrac{\partial\theta}{\partial y} = 0\,, \quad \Delta^2 w + k\dfrac{\partial\theta}{\partial z} = 0 \\ \theta = \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial v}{\partial y} + \dfrac{\partial w}{\partial z} \end{cases}$$

per date condizioni nei punti della superficie di un certo campo a tre dimensioni e per qualunque valore del parametro k. Tale quistione equivale all' altra dell' integrazione delle equazioni dell' equilibrio dei corpi elastici, quando i valori di questo parametro sono compresi tra due certi limiti finiti, positivi e discosti da zero, dipendenti dai valori delle costanti di isotropia; di modo che, avuto speciale riguardo a questo problema della fisica-matematica, ci si può limitare senz' altro ai soli valori positivi di k.

In una Memoria, inserita negli *Annali della R. Scuola Normale Superiore di Pisa* [2]), applicando il noto *metodo di Neumann*, dimostrai l' esistenza degli integrali delle equazioni (1), corrispondenti a dati spostamenti in superficie, per valori sufficientemente piccoli del parametro k; di guisa che può darsi benissimo, come ivi feci pure notare, che tali valori di k non corrispondano ad alcun caso di corpi elastici isotropi; mentre poi, come osservano i sigg. Cosserat, l' unicità degli integrali delle equazioni (1) è stata stabilita dal Betti solo per valori di k superiori ad $^1/_3$.

Fermandomi sempre al caso di dati spostamenti in superficie, riprendo qui questa quistione, da un punto di vista si-

1) Comptes rendus, Aprile 1898.
2) Equilibrio dei corpi elastici isotropi, anno 1894.

mile a quello secondo cui è stato considerato dal Poincaré il problema generale delle temperature stazionarie [1]), e per via di successive *approssimazioni successive* dimostro l' esistenza degli integrali delle equazioni (α) per qualsiasi valore positivo del parametro k e per tutti quei campi per i quali è assicurata la possibilità della risoluzione del *problema di Dirichlet*. L' unicità poi di questi integrali risulta in modo abbastanza semplice.

Il presente lavoro si compone di due parti: nella prima sono stabilite alcune formole che formano la base di tutti i calcoli; nella seconda è dimostrata l' unicità degli integrali delle (α) e sono dati gli sviluppi di questi integrali in serie di potenze del parametro k.

Parte I.

Formole fondamentali.

1. Sia θ' una funzione armonica regolare insieme alle sue derivate dei primi due ordini nei punti di un campo a tre dimensioni S, e siano u'', v'', w'' tre funzioni regolari determinate in modo che nei punti (x, y, z) del campo S soddisfino alle equazioni indefinite:

$$\Delta^2 u'' + \frac{\partial \theta'}{\partial x} = 0, \qquad \Delta^2 v'' + \frac{\partial \theta'}{\partial y} = 0, \qquad \Delta^2 w'' + \frac{\partial \theta'}{\partial z} = 0$$

e nei punti del contorno σ di questo campo si annullino.

Indicando con r il raggio che va da un certo punto (x, y, z) di S ad un altro punto qualsiasi (x', y', z') e con p la normale nei punti di σ diretta nell' interno di S, si può scrivere, come è noto,

$$(1) \qquad u'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial \theta'}{\partial x'} d\,S - \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \frac{1}{r} \frac{\partial u''}{\partial p} d\,\sigma\,.$$

1) Sur les équations de la physique mathématique. Rendiconti del Circ. Mat. di Palermo, anno 1894.

Se g poi è quella funzione regolare armonica dei punti del campo S, che nei punti di σ coincide con la funzione $\frac{1}{r}$, avremo dalla formola precedente:

$$(1)' \qquad u'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g\right) dS;$$

ed integrando per parti:

$$(2) \qquad u'' = \frac{1}{4\pi} \int_S \theta' \frac{\partial}{\partial x'} \left(g - \frac{1}{r}\right) dS.$$

Similmente si avrà:

$$(2)' \qquad \begin{cases} v'' = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \theta' \frac{\partial}{\partial y'} \left(g - \frac{1}{r}\right) dS, \\ w'' = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \theta' \frac{\partial}{\partial z'} \left(g - \frac{1}{r}\right) dS. \end{cases}$$

La (1)' e le altre due formole analoghe ci dànno poi derivando sotto il segno:

$$3) \begin{cases} \dfrac{\partial u''}{\partial x} = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g\right) dS, \quad \dfrac{\partial u''}{\partial y} = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{r} - g\right) dS, \\ \qquad\qquad \dfrac{\partial u''}{\partial z} = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \frac{\partial \theta'}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} - g\right) dS, \\ \dfrac{\partial v''}{\partial x} = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \frac{\partial \theta'}{\partial y'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g\right) dS, \quad \ldots\ldots\ldots \\ \dfrac{\partial w''}{\partial x} = \dfrac{1}{4\pi} \displaystyle\int_S \frac{\partial \theta'}{\partial z'} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} - g\right) dS, \quad \ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

2. Si derivi la (1) rispetto ad x. Si ha ovviamente:

$$\frac{\partial u''}{\partial x}=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}\frac{\partial \theta'}{\partial x'}dS-\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x}\frac{\partial u''}{\partial p}d\sigma$$

$$=-\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x'}\frac{\partial \theta'}{\partial x'}dS+\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x'}\frac{\partial u''}{\partial p}d\sigma .$$

Chiamata g_1 una funzione dei punti di S armonica e regolare insieme alle sue derivate dei primi tre ordini e tale che nei punti di σ coincide con la funzione $\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x'}$, risulterà dalla formola precedente:

$$\frac{\partial u''}{\partial x}=-\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x'}\frac{\partial \theta'}{\partial x'}dS+\frac{1}{4\pi}\int\limits_S g_1\frac{\partial \theta'}{\partial x'}dS .$$

Questa ci dà mediante integrazioni per parti:

$$\frac{\partial u''}{\partial x}=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta'}{\partial x'^2}dS-\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta'\frac{\partial g_1}{\partial x'}dS+\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{1}{r}\frac{\partial \theta'}{\partial x'}\cos px\, d\sigma$$

$$-\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \theta' g_1 \cos px\, d\sigma$$

$$=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta'}{\partial x'^2}dS-\frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta'\frac{\partial g_1}{\partial x'}dS+\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{1}{r}\frac{\partial \theta'}{\partial x'}\cos px\, d\sigma$$

$$-\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \theta'\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x'}\cos px\, d\sigma .$$

Similmente, chiamando g_2, g_3 due funzioni analoghe alla g_1 che nei punti di σ prendono rispettivamente i valori $\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y'}$, $\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z'}$, si potrà scrivere:

$$'' = \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta'}{\partial y'^2} dS - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta' \frac{\partial g_2}{\partial y'} dS + \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{1}{r}\frac{\partial \theta'}{\partial y'} \cos p\, y\, d\sigma -$$

$$- \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y'} \cos p\, y\, d\sigma ,$$

$$'' = \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta'}{\partial z'^2} dS - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta' \frac{\partial g_3}{\partial z'} dS + \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{1}{r}\frac{\partial \theta'}{\partial z'} \cos p\, z\, d\sigma -$$

$$- \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z'} \cos p\, z\, d\sigma ,$$

Posto:

$$\theta'' = \frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} + \frac{\partial w''}{\partial z} ,$$

este formole ci dànno:

$$\theta'' = \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{1}{r} \Delta^2 \theta' \, dS - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta' \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS +$$

$$+ \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \frac{1}{r}\frac{\partial \theta'}{\partial p} d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} d\sigma ,$$

poichè:

$$\Delta^2 \theta' = 0 , \quad \theta' = \frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma \left(\theta' \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} - \frac{1}{r}\frac{\partial \theta'}{\partial p}\right) d\sigma ,$$

isulterà finalmente:

$$4) \qquad \theta'' = - \theta' - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta' \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) d S .$$

Da questa poi si ha, derivando sotto il segno,

$$
(5)\quad
\left\{
\begin{aligned}
\frac{\partial\theta''}{\partial x} &= -\frac{\partial\theta'}{\partial x} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta' \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS\,,\\
\frac{\partial\theta''}{\partial y} &= -\frac{\partial\theta'}{\partial y} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta' \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS\,,\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\
\frac{\partial^2\theta''}{\partial x^2} &= -\frac{\partial^2\theta'}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta' \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS\,,\\
\frac{\partial^2\theta''}{\partial x\,\partial y} &= -\frac{\partial^2\theta'}{\partial x\,\partial y} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta' \frac{\partial^2}{\partial x\,\partial y}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS\,,\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots
\end{aligned}
\right.
$$

3. Siano X, Y, Z; X′, Y′, Z′ due terne di funzioni regolari dei punti del campo S; k una costante qualsiasi; ed u, v, w; u', v', w' due sistemi di integrali delle equazioni indefinite

$$
(6)\quad
\left\{
\begin{aligned}
&\Delta^2 u + k\frac{\partial\theta}{\partial x} = -X\\
&\Delta^2 v + k\frac{\partial\theta}{\partial y} = -Y\\
&\Delta^2 w + k\frac{\partial\theta}{\partial z} = -Z\\
&\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}
\end{aligned}
\right.
\qquad
(6)'\quad
\left\{
\begin{aligned}
&\Delta^2 u' + k\frac{\partial\theta'}{\partial x} = -X'\\
&\Delta^2 v' + k\frac{\partial\theta'}{\partial y} = -Y'\\
&\Delta^2 w' + k\frac{\partial\theta'}{\partial z} = -Z'\\
&\theta' = \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}
\end{aligned}
\right.
$$

regolari in tutto il campo S insieme alle derivate che ci abbisogneranno.

Moltiplichiamo i primi membri delle prime tre delle (6) rispettivamente per u', v', w', sommiamo questi prodotti e integriamo le somme così ottenute a tutto lo spazio S. Moltiplichiamo similmente i primi membri delle prime tre delle (6)′ per u, v, w, sommiamo anche quì e integriamo a tutto S. Sottraendo i due integrali ottenuti e facendo delle integrazioni per parti, è facile dedurre la formola:

$$(7)\quad \int_S \Sigma\, u' X\, dS - \int_S \Sigma\, u X'\, dS = \int_\sigma \Sigma\, u' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k\,\theta \cos p x\right) d\sigma - \\ - \int_\sigma \Sigma\, u \left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k\,\theta' \cos p x\right) d\sigma ,$$

che è la formola del Betti leggermente modificata.

4. Le funzioni

$$u' = \frac{1}{r} - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial x^2}, \qquad v' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial x \partial y},$$

$$w' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial x \partial z},$$

sono integrali delle equazioni (6)$'$ corrispondenti a $X'=Y'=Z'=0$, che nel punto (x, y, z) di S hanno una singolarità polare insieme alle loro derivate dei vari ordini. Isolando questo punto ed applicando la formola (7), è facile ottenere la formola:

$$(8)\quad u = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma\, u' X\, dS - \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \Sigma\, u' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k\,\theta \cos p x\right) d\sigma + \\ + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma \Sigma\, u \left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k\,\theta' \cos p x\right) d\sigma ,$$

che è la prima delle note formole del Somigliana un po' modificata.

Nello stesso modo, posto:

$$u'' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial y \partial x}, \qquad v'' = \frac{1}{r} - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial y^2},$$

$$w'' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial y \partial z},$$

$$u''' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z \partial x}, \qquad v''' = -\frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z \partial y},$$

$$w''' = \frac{1}{r} - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z^2},$$

si possono dedurre le formole:

$$(8)' \left\{ \begin{aligned} v &= \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma u'' X\, dS - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u'' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k\,\theta \cos p x\right) d\sigma \\ &\quad + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u \left(\frac{\partial u''}{\partial p} + k\,\theta'' \cos p x\right) d\sigma , \\ w &= \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma u''' X\, dS - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u''' \left(\frac{\partial u}{\partial p} + k\,\theta \cos p x\right) d\sigma \\ &\quad + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u \left(\frac{\partial u'''}{\partial p} + k\,\theta''' \cos p x\right) d\sigma , \end{aligned} \right.$$

5. Sia $\theta^{(1)}$ una funzione armonica analoga alla θ' del § e siano $u^{(2)}$, $v^{(2)}$, $w^{(2)}$ integrali regolari delle equazioni ind finite

$$\left\{ \begin{aligned} & \Delta^2 u^{(2)} + k \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x} = 0 \\ & \Delta^2 v^{(2)} + k \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y} = 0 \\ & \Delta^2 w^{(2)} + k \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial z} + \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial z} = 0 \\ & \theta^{(2)} = \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} , \end{aligned} \right.$$

che nei punti di σ prendono valori nulli. Le formole (8), (ci dànno:

$$(9) \left\{ \begin{aligned} u^{(2)} &= \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma u' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\theta^{(2)} \cos px\right) d \\ v^{(2)} &= \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma u'' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u'' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\theta^{(2)} \cos px\right) d \\ w^{(2)} &= \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma u''' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma u''' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\theta^{(2)} \cos px\right) d \end{aligned} \right.$$

Indichiamo con $g_1', g_2', g_3'; g_1'', \ldots; g_1''', \ldots$ tre sistemi funzioni regolari in tutto S, insieme alle loro derivate delle ıali avremo di bisogno, che siano integrali delle equazioni definite

$$)'' \quad \begin{cases} \Delta^2 g_1 + k \dfrac{\partial \theta_g}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 g_2 + k \dfrac{\partial \theta_g}{\partial y} = 0 \qquad \left(\theta_g = \dfrac{\partial g_1}{\partial x} + \dfrac{\partial g_2}{\partial y} + \dfrac{\partial g_3}{\partial z}\right) \\ \Delta^2 g_3 + k \dfrac{\partial \theta_g}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

che nei punti di σ coincidano colle funzioni $u', v', w'; u'', \ldots;$ $'', \ldots$ che compariscono nelle (9).

Facendo uso delle (7) si ottengono le formole·

$$\int_S \Sigma g_1' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_\sigma \Sigma g_1' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma =$$

$$= \int_\sigma \Sigma u' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma ,$$

$$\int_S \Sigma g_1'' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_\sigma \Sigma u'' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma ,$$

$$\int_S \Sigma g_1''' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_\sigma \Sigma u''' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma ,$$

quali insieme alle (9) ci dànno:

$$0) \quad u^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u' - g_1') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS , \quad v^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u'' - g_1'') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS ,$$

$$w^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u''' - g_1''') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS .$$

Da queste formole, integrando per parti ed osservando che ei punti di σ si ha

$$u' - g_1' = v' - g_2' = w' - g_3' = u'' - g_1'' = \ldots = u''' - g_1''' = \ldots = 0 ,$$

risultano le altre:

$$(11)\quad u^{(2)}=\frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)}\Sigma\frac{\partial}{\partial x'}(g_1'-u')dS,\quad v^{(2)}=\frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)}\Sigma\frac{\partial}{\partial x'}(g_1''-u'')dS,$$

$$w^{(2)}=\frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)}\Sigma\frac{\partial}{\partial x'}(g_1'''-u''')\,dS.$$

Dalle (10), derivando sotto il segno, si ha ancora:

$$(12)\quad\begin{cases}\dfrac{\partial u^{(2)}}{\partial x}=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial x}\cdot\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}dS\,,\quad \dfrac{\partial v^{(2)}}{\partial x}=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial(u''-g_1'')}{\partial x}\cdot\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}dS\,,\\[2ex] \qquad\qquad\dfrac{\partial w^{(2)}}{\partial x}=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial(u'''-g_1''')}{\partial x}\cdot\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}dS\\[2ex] \dfrac{\partial u^{(2)}}{\partial y}=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial y}\cdot\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}\,dS\,,\quad\ldots\ldots\ldots,\\[2ex] \dfrac{\partial u^{(2)}}{\partial z}=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial z}\cdot\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}\,dS\,,\quad\ldots\ldots\ldots\ldots\end{cases}$$

dove il segno sommatorio non deve intendersi esteso alle derivazioni rapporto ad x, y, z.

6. La prima delle (9) ci dà, derivando rapporto ad x,

$$(13)\quad\begin{cases}\dfrac{\partial u^{(2)}}{\partial x}=\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial u'}{\partial x}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}dS-\frac{1}{4\pi}\int_\sigma\Sigma\frac{\partial u'}{\partial x}\left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p}+k\theta^{(2)}\cos px\right)d\sigma\\[2ex] \qquad=-\dfrac{1}{4\pi}\displaystyle\int_S\Sigma\frac{\partial u'}{\partial x'}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial x'}dS+\frac{1}{4\pi}\int_\sigma\Sigma\frac{\partial u'}{\partial x'}\left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p}+k\theta^{(2)}\cos px\right)d\sigma,\end{cases}$$

nella quale formola le u', v', w' devono intendersi derivate tutte rapporto alla sola x o alla sola x'.

Indichiamo con γ_1', γ_2', γ_3' gli integrali regolari delle equazioni (6)'' determinati con la condizione di prendere nei punti di σ i valori di $\dfrac{\partial u'}{\partial x'}$, $\dfrac{\partial v'}{\partial x'}$, $\dfrac{\partial w'}{\partial x'}$, e scriviamo la formola (7) re-

Indichiamo con $g_1', g_2', g_3'; g_1'', \ldots; g_1''', \ldots$ tre sistemi di funzioni regolari in tutto S, insieme alle loro derivate delle quali avremo di bisogno, che siano integrali delle equazioni indefinite

$$
(6)'' \quad \left\{ \begin{aligned} & \Delta^2 g_1 + k \frac{\partial \theta_g}{\partial x} = 0 \\ & \Delta^2 g_2 + k \frac{\partial \theta_g}{\partial y} = 0 \qquad \left(\theta_g = \frac{\partial g_1}{\partial x} + \frac{\partial g_2}{\partial y} + \frac{\partial g_3}{\partial z}\right) \\ & \Delta^2 g_3 + k \frac{\partial \theta_g}{\partial z} = 0 \end{aligned} \right.
$$

e che nei punti di σ coincidano colle funzioni $u', v', w'; u'', \ldots; u''', \ldots$ che compariscono nelle (9).

Facendo uso delle (7) si ottengono le formole

$$
\int_S \Sigma g_1' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_\sigma \Sigma g_1' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma =
$$

$$
= \int_\sigma \Sigma u' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma ,
$$

$$
\int_S \Sigma g_1'' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_\sigma \Sigma u'' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma ,
$$

$$
\int_S \Sigma g_1''' \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS = \int_\sigma \Sigma u''' \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial p} + k\, \theta^{(2)} \cos p x\right) d\sigma ,
$$

le quali insieme alle (9) ci dànno:

$$
(10) \quad u^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u' - g_1') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS , \quad v^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u'' - g_1'') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS ,
$$

$$
w^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \int_S \Sigma (u''' - g_1''') \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x'} dS .
$$

Da queste formole, integrando per parti ed osservando che nei punti di σ si ha

$$
u' - g_1' = v' - g_2' = w' - g_3' = u'' - g_1'' = \ldots = u''' - g_1''' = \ldots = 0 ,
$$

Analogamente, se indichiamo con γ_1'', γ_2'', γ_3''; γ_1''', γ_2''', γ_3''' due sistemi di integrali delle equazioni (6)" analoghi al sistema γ_1', γ_2', γ_3' e tali che nei punti di σ prendano rispettivamente gli stessi valori delle funzioni $\frac{\partial u''}{\partial y'}$, $\frac{\partial v''}{\partial y'}$, $\frac{\partial w''}{\partial y'}$; $\frac{\partial u'''}{\partial z'}$, $\frac{\partial v'''}{\partial z'}$, $\frac{\partial w'''}{\partial z'}$, avremo le due formole

$$\frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial y'^2}dS - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)}\Sigma\frac{\partial\gamma_1''}{\partial x'}dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma\left[\frac{1}{r}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial y'}\cos py - \right.$$

$$\left. - \frac{k}{2(1+k)}\cdot\frac{\partial^2 r}{\partial y'^2}\cdot\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial p}\right]d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \theta^{(1)}\left[\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial y'}\cos py - \frac{k}{2(1+k)}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial^2 r}{\partial y'^2}\right)\right]d\sigma$$

$$\frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial z'^2}dS - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)}\Sigma\frac{\partial\gamma_1'''}{\partial x'}dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma\left[\frac{1}{r}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial z'}\cos pz - \right.$$

$$\left. - \frac{k}{2(1+k)}\frac{\partial^2 r}{\partial z'^2}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial p}\right]d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \theta^{(1)}\left[\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial z'}\cos pz - \frac{k}{2(1+k)}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial^2 r}{\partial z'^2}\right)\right]d\sigma .$$

Sommiamo membro a membro queste due formole con la precedente e poniamo:

$$\theta^{(2)} = \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} .$$

Si ottiene:

$$\theta^{(2)} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{1}{r}\Delta^2\theta^{(1)}dS - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)}\Sigma\left(\frac{\partial\gamma_1'}{\partial x'} + \frac{\partial\gamma_1''}{\partial x'} + \frac{\partial\gamma_1'''}{\partial x'}\right)dS +$$

$$+ \left(1 - \frac{k}{1+k}\right)\frac{1}{4\pi}\int_\sigma\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial p} - \theta^{(1)}\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial p}\right)d\sigma ;$$

e poichè

$$\Delta^2\theta^{(1)} = 0 , \quad \theta^{(1)} = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma\left(\theta^{(1)}\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial p} - \frac{1}{r}\frac{\partial\theta^{(1)}}{\partial p}\right)d\sigma ,$$

risulta finalmente:

$$\theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k}\theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(\gamma_1' + \gamma_1'' + \gamma_1''')\, d\,S,$$

la quale formola, posto come al solito:

$$\theta_\gamma' = \frac{\partial \gamma_1'}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'}{\partial z}, \quad \theta_\gamma'' = \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3''}{\partial z},$$

$$\theta_\gamma''' = \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'''}{\partial z},$$

si può scrivere:

$$(14) \qquad \theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k}\theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta^{(1)} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''')\, d\,S.$$

Derivando sotto il segno si ha poi:

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial x} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x} - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial x}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''')\, d\,S, \\ \frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial y} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y} - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial y}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''')\, d\,S, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x^2} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x^2}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''')\, d\,S, \\ \frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x \partial y} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x \partial y} - \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''')\, d\,S, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned} \right.$$

Analogamente, se indichiamo con $\gamma_1'', \gamma_2'', \gamma_3''$; $\gamma_1''', \gamma_2''', \gamma_3'''$ due sistemi di integrali delle equazioni (6)'' analoghi al sistema $\gamma_1', \gamma_2', \gamma_3'$ e tali che nei punti di σ prendano rispettivamente gli stessi valori delle funzioni $\frac{\partial u''}{\partial y'}, \frac{\partial v''}{\partial y'}, \frac{\partial w''}{\partial y'}$; $\frac{\partial u'''}{\partial z'}, \frac{\partial v'''}{\partial z'}, \frac{\partial w'''}{\partial z'}$, avremo le due formole

$$\frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial y'^2} dS - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \left[\frac{1}{r}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y'} \cos py - \right.$$

$$\left. - \frac{k}{2(1+k)} \cdot \frac{\partial^2 r}{\partial y'^2} \cdot \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p}\right] d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \theta^{(1)} \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y'} \cos py - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial^2 r}{\partial y'^2}\right)\right] d\sigma$$

$$\frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial z'^2} dS - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x'} dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \left[\frac{1}{r}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial z'} \cos pz - \right.$$

$$\left. - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial^2 r}{\partial z'^2} \frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p}\right] d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \theta^{(1)} \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z'} \cos pz - \frac{k}{2(1+k)} \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\partial^2 r}{\partial z'^2}\right)\right] d\sigma .$$

Sommiamo membro a membro queste due formole con la precedente e poniamo:

$$\theta^{(2)} = \frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial y} + \frac{\partial w^{(2)}}{\partial z} .$$

Si ottiene:

$$\theta^{(2)} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{1}{r} \Delta^2 \theta^{(1)} dS - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \Sigma \left(\frac{\partial \gamma_1'}{\partial x'} + \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x'} + \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x'}\right) dS +$$

$$+ \left(1 - \frac{k}{1+k}\right) \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \left(\frac{1}{r}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p} - \theta^{(1)} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p}\right) d\sigma ;$$

e poichè

$$\Delta^2 \theta^{(1)} = 0 , \quad \theta^{(1)} = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \left(\theta^{(1)} \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial p} - \frac{1}{r}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial p}\right) d\sigma ,$$

risulta finalmente:

$$\theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k}\theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(\gamma_1' + \gamma_1'' + \gamma_1''') \, d\, S,$$

la quale formola, posto come al solito:

$$\theta_\gamma' = \frac{\partial \gamma_1'}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'}{\partial z}, \quad \theta_\gamma'' = \frac{\partial \gamma_1''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3''}{\partial z},$$

$$\theta_\gamma''' = \frac{\partial \gamma_1'''}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_2'''}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_3'''}{\partial z},$$

si può scrivere:

$$(14) \qquad \theta^{(2)} = -\frac{1}{1+k}\theta^{(1)} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} (\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \, d\, S.$$

Derivando sotto il segno si ha poi:

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned}
\frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial x} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial x} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial x}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \, d\, S, \\
\frac{\partial \theta^{(2)}}{\partial y} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial \theta^{(1)}}{\partial y} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \frac{\partial}{\partial y}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \, d\, S, \\
&\cdots\cdots\cdots\cdots \\
\frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x^2} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x^2}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \, d\, S, \\
\frac{\partial^2 \theta^{(2)}}{\partial x \partial y} &= -\frac{1}{1+k}\frac{\partial^2 \theta^{(1)}}{\partial x \partial y} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}(\theta_\gamma' + \theta_\gamma'' + \theta_\gamma''') \, dS, \\
&\cdots\cdots\cdots\cdots
\end{aligned} \right.$$

CALORE SVOLTO NEL BAGNARE LE POLVERI.

Nota del Dott. GUIDO ERCOLINI.

Il Prof. Ròiti mi diede l'incarico di ripetere le esperienze calorimetriche eseguite dal Prof. Tito Martini su questo argomento [1]; perchè, mentre egli trovava naturale che il calore svolto dall'umettazione di una polvere andasse aumentando fino ad un massimo insieme colla quantità di liquido adoperato, gli pareva strano che, con un ulteriore aumento del liquido, dovesse scendere sotto a quel massimo, anzi che rimanere costante.

Accettai l'incarico tanto più volentieri in quanto che anch'io, poco avanti la prima pubblicazione del Prof. Martini, aveva intrapreso alcune ricerche sullo stesso argomento.

Per maggiore intelligenza di quanto verrò esponendo ricordo che il calorimetro usato dal Prof. Martini era composto di due cilindri aventi l'asse comune, saldati insieme alla base, ed il fondo, spettante al tubo interno, destinato a contenere la polvere, era forato; in modo che, versando il liquido dall'alto, l'aria poteva liberamente uscire attraversando un disco di flanella adagiato su questo fondo, per impedire la caduta della polvere.

E ricordo pure che Egli nella sua tabella XVI riferisce i risultati di quattro esperienze: due fatte con acqua e silice e due con carbone e acqua, nelle quali la quantità di liquido era stata presa ad arbitrio, una volta per eccesso ed una per difetto sulla quantità strettamente necessaria all'umettazione. Mentre con questa quantità si svolgono 13,72 [2]) piccole calorie per grammo di silice, e 14,50 [3]) per grammo di carbone, egli

1) Atti del R. Istit. Veneto. Due pubblicazioni. T. 8, S. 7, 1896-97 e T. 9, S. 7, 1897-98. — Nuovo Cimento, S. 4, T. 6, 1897, pag. 58 e T. 7, 1898, p. 396.

2) Veramente la media scritta nella tabella XIV della seconda pubblicazione è 13,78; ma se si tien conto che la quarta esperienza dà 13,40 invece di 13,48 come trovasi scritto, essa media diviene appunto 13,72.

3) Anche qui veramente delle esperienze riportate nella tabella XV, se si scarta la seconda che dà 12,995 invece di 14,25 come vi è scritto, ne restano quattro la cui media è 14,50 e non 14,45 come risulta dalla tabella.

trova ora che 40 gr. di silice con 76 cm³ di acqua dànno 12,95 piccole calorie per grammo, invece 50 gr. con 60 cm³ di acqua ne dànno 11,99; e 40 gr. di carbone con 70 di acqua dànno per lo stesso numero 11,47, mentre con 40 gr. ne dànno 12,49.

Nelle mie esperienze ho modificato alquanto il calorimetro perchè, dovendo usare per lo più del liquido in eccesso, questo sarebbe uscito dal recipiente prima che la temperatura fosse diventata uniforme. Feci dunque costruire due recipienti cilindrici d'ottone e disposi entro il maggiore il cilindro minore, posandolo su tre pezzi di vetro. Quest'ultimo porta nel suo interno una reticella d'ottone a forma di callotta, che ha tre gambine di ottone sulle quali si appoggia restando a circa 15 mm. dal fondo, e che nel centro ha un tubetto d'ottone verticale il quale arriva vicino all'orlo del recipiente.

Un disco di flanella, forato nel mezzo, s'infila nel tubetto e viene ad adagiarsi sulla reticella. Così è impedita la caduta della polvere, e nello spazio sottostante va prima l'aria espulsa dalla polvere, e poi l'eccesso di liquido.

Con tale disposizione tutto rimane nel calorimetro e le misure presentano ogni garanzia desiderabile.

Il calorimetro viene sospeso a tre fili e circondato da un recipiente di vetro. Nello spazio anulare fra i due cilindri metallici, destinato a contenere l'acqua distillata, si trova un termometro prontissimo diviso in decimi ed un agitatore, che è mosso a due metri di distanza, mentre vien fatta la lettura con un cannocchiale che permette di valutare, con sicurezza, il decimo di divisione.

Avanti di procedere alle esperienze ho determinato l'equivalente in acqua del calorimetro con termometro, agitatore, reticella d'ottone e disco di flanella, versando in esso, con tutte le cautele volute, dell'acqua riscaldata ad una temperatura nota. L'equilibrio di temperatura raggiungendosi in meno di tre minuti, non ho creduto necessaria alcuna correzione.

Nella seguente tabella, in cui con a indico il numero totale di grammi di acqua che si trovano nel calorimetro alla temperatura iniziale t, con a' i grammi di acqua versata alla temperatura T e con θ la temperatura finale raggiunta, riporto i dati delle esperienze e i risultati ottenuti per l'equivalente e in acqua del calorimetro:

a	t	a'	T	θ	e
300	15°,25	100	23°,11	17°,10	23,12
310	16,21	135	22,59	18,05	23,00
290	15,70	80,65	22,61	17,32	23,14
310	14,00	122,70	22,21	16,21	23,12
299,93	14,10	50	30,14	16,25	23,09
				Media	23,11

Prima di introdurre la polvere nel calorimetro la facevo essiccare a oltre 200° C. in una stufa ad aria, lasciandovela fin che fosse fredda. E sempre mi attenni strettamente a tutte le cautele indicate con molta diligenza dal Prof. Martini.

Cominciai a sperimentare sulla silice purissima fornitami dal signor Damiani di Venezia, e tolta dallo stesso vaso dal quale fu presa quella che egli consegnò al Prof. Martini.

Nella prima serie di esperienze adoprai sempre una quantità A di acqua costante ed uguale a gr. 380: da essa toglievo volta per volta quella che volevo far servire alla umettazione, e la rimanente versavo nello spazio anulare del calorimetro. In tal modo, bagnando la polvere con quantità a di liquido sempre crescenti, si osservano al termometro incrementi di temperatura, $\theta = T - t$, pure crescenti fino ad un massimo, come apparisce dalla seguente tabella:

Silice gr. 50.

a	t	T	θ
40 gr.	14°,70	15°,36	0°,66
50	16,85	17,60	0,75
60	16,00	16,95	0,95
70	16,70	18,10	1,40
80	15,90	17,50	1,60
90	16,92	18,52	1,60

Con 50 gr. di silice non potei versare su di essa maggiore quantità di acqua, altrimenti il livello del liquido nel cilindro veniva a sorpassare quello dello spazio anulare.

Quindi feci delle altre esperienze adoprando 40, 30, 20 grammi di silice e versandovi sopra delle quantità a di liquido che erano in eccesso; mentre la quantità totale era sempre A = 380 gr.

a	t	T	θ
gr. 70	16°,00	17°,3	1°,30
80	17,32	18,62	1,30
90	16,62	17,93	1,31
100	18,01	19,30	1,29
110	17,04	18,34	1,30
120	17,55	18,86	1,31
			Media 1,3

a	t	T	θ
gr. 50	17°,00	17°,95	0°,95
60	17,41	18,36	0,95
70	18,05	19,01	0,96
80	15,85	16,81	0,96
90	16,32	17,28	0,96
100	16,89	17,85	0,96
110	17,40	18,37	0,97
120	17,66	18,61	0,95
130	18,01	18,98	0,97
140	17,60	18,56	0,96
			Media 0,96

a	t	T	θ
gr. 40	16°,75	17°,39	0°,64
50	17,20	17,86	0,66
60	17,45	18,09	0,64
70	17,90	18,55	0,65
80	18,10	18,75	0,65
90	17,02	17,65	0,63
100	17,32	17,98	0,66
110	17,70	18,36	0,66
120	17,95	18,61	0,66
130	17,00	17,65	0,65
140	17,27	17,93	0,66
150	17,41	18,06	6,65
			Media 0,65

Si vede subito che l'incremento di temperatura, θ, non diminuisce, ma rimane costante per ciascuna quantità di polvere.

Da queste esperienze desunsi le piccole calorie K svolte da un grammo di polvere, e il calore specifico c di essa, nel seguente modo. Posto:

$$M = A + e = 380 + 23{,}11 = 403{,}11$$

e

$$q = \frac{p}{\theta}$$

essendo p la massa della polvere, sarà

$$M + pc - qK = 0.$$

Combinando due a due le quattro equazioni che si ottengono sostituendo a p i diversi valori della esperienza, si ha in media:

$$\frac{c}{K} = 0{,}016\ .$$

Introducendo questo valore nelle stesse quattro equazioni, si ha in media:

$$K = 13{,}24.$$

E in modo simile:

$$c = 0{,}211$$ [1]).

Volli fare anche un' altra serie di esperienze chiudendo il cilindro interno del calorimetro, contenente reticella e disco di lana, e versando con precauzione la polvere nello spazio anulare ove si trova tutta l'acqua; ottenni i risultati che qui riporto:

1) Pel calore specifico del quarzo si hanno i seguenti valori (vedi Landolt, Tabellen):

	0,186	(Kopp)
	0,19135	(Regnault)
	0,190	(Bartoli)
(limpido)	0,1881	(Joly)
(opalino)	0,2375	(id.)

e quello da me trovato, cioè 0,211, si scosta, almeno del 10 °/₀, da essi, eccetto che dall' ultimo.

Un tale risultato non poteva esimermi dal ricercarne le ragioni.

Esaminata chimicamente la polvere dal Prof. A. Piccini, fu trovata silice quasi perfettamente pura. Osservata al microscopio polarizzante si mostrò composta di granelli in massima parte opachi o quasi. Questa circostanza può giustificare il mio risultato.

Acqua gr.	Silice gr.	t	T	θ	K
300	50	16°,05	18°,05	2°,00	13,34
300	40	15,25	16,85	1,60	13,26
302	30	16,43	17,63	1,20	13,26
275	30	15,75	17,04	1,29	13,10
235	30	17,00	18,50	1,50	13,22
206	30	14,95	16,63	1,68	13,18
					Media 13,23

I valori dell'ultima colonna sono ottenuti prendendo per calore specifico della polvere il valore 0,21 precedentemente ottenuto.

Quest'ultime esperienze sono una conferma delle prime.

Non credei d'insistere altrettanto sulle esperienze col carbone che, al pari di quello del Prof. Martini, era dato come purissimo dalla casa Schuchardt di Görlitz.

Con esso feci la serie di esperienze che riporto nella seguente tabella, nella quale i numeri dell'ultima colonna sono trovati prendendo per calore specifico del carbone animale purissimo il valore 0,26.

Carbone gr.	Acqua gr.	t	T	θ	K
23	70	14°,20	15°,00	0°,8	14,22
23	90	16,25	17,04	0,79	14,05
18	70	15,28	15,90	0,62	14,05
18	100	16,05	16,68	0,63	14,27
12	60	14,55	14,97	0,42	14,22
12	90	15,00	15,42	0,42	14,22
12	120	15,95	16,38	0,43	13,55
					Media 14,23

Da tutte le esperienze precedenti chiaramente apparisce che la diminuzione asserita dal Prof. Martini non è reale; non si può neppure assegnare la causa d'errore che deve avere influito sulle esperienze da lui registrate nella tabella XVI, poichè non vi sono riferiti i dati necessarî.

Prima di chiudere mi sia permessa una osservazione.

È evidente che l'effetto termico della umettazione deve dipendere dalla superficie che il solido presenta al liquido: e siccome una stessa massa presenta una superficie tanto mag-

giore quanto più fine è la polvere in cui si trova suddivisa, così, per rendere confrontabili gli effetti termici dell'umettazione di sostanze diverse, bisognerebbe prima assicurarsi che la grandezza media dei granellini fosse la stessa.

Nòn mi pare che il Prof. Martini tenga nel debito conto questa circostanza essenziale, e però, se le sue esperienze sono interessanti per gli effetti cospicui prima di lui mai conseguiti, non dovrebbero dare l'ultima parola sull'argomento.

Fin da quando mi accinsi a fare, come ho già detto, le mie prime esperienze sull'umettazione delle polveri, mi preoccupai della questione, e, per ottenere, sotto la stessa massa, polveri che avessero il più possibile la stessa superficie, le facevo passare in modo opportuno per quattro staccetti gradatamente più fitti.

E giacchè sono a parlare di esperienze mie, ormai sospese, dirò che in esse adopravo un calorimetro della forma di quello di Bunsen, ma riempito di toluolo; conteneva nel suo vaso interno una piccola quantità di mercurio, nella quale immergevo l'estremità di una canna di vetro aperta ai due capi: nella canna versavo il liquido, e attorno ad essa mettevo la polvere da umettare.

Finchè la canna rimaneva immersa nel mercurio, liquido e polvere erano separati, e la tenevo così per un pezzo, affinchè si stabilisse l'equilibrio di temperatura. Bastava poi alzarla un poco, perchè l'acqua entrasse lentamente nella polvere; e siccome vi entrava dal basso, così l'aria, che in essa era annidata, poteva liberamente sprigionarsi. Come si vede il metodo offriva tutte le garanzie possibili.

Riassumendo, dirò che resta dimostrato quanto poteva prevedersi; cioè, bagnando una data massa di polvere con quantità di liquido via via crescenti, si svolge calore in quantità crescente fino ad un massimo; ma poi, bagnandola con liquido in eccesso, il calore svolto rimane costante.

L'avere poi tolto ogni dubbio intorno a questa previsione, mi pare che non sia privo d'interesse e che possa tornar utile in alcune ricerche nelle quali occorra, più volte di seguito, una stessa quantità determinata di calore.

Firenze, R. Istituto di studi superiori
10 Marzo 1899.

VARIAZIONE DELLE PROPRIETÀ ELASTICHE DEL MARMO IMBEVUTO DI ALCUNE SOSTANZE,

del Dott. PERICLE GAMBA.

Nell'osservare l'influenza che hanno i processi di deformazione sulle proprietà elastiche del marmo [1]), mi era occorso qualche volta di cimentare delle lastrine da prima lavate e poi non perfettamente asciutte. Su esse, ricondottele allo stato iniziale ogni volta dopo averle deformate, non ritrovavo, cimentandole di nuovo dopo qualche tempo, serie di numeri identiche alle precedenti; cioè uguali deformazioni corrispondentemente agli stessi pesi flettori. Dubitando che ciò derivasse esclusivamente dal differente stato di umidità delle lastrine, ho voluto esaminare l'influenza dell'umidità sulle deformazioni di esse ed ho inoltre esteso il mio studio anche a lastrine dello stesso corpo imbevute di altre sostanze, come: *olio, glicerina, petrolio,* e *paraffina* (disciolta nel petrolio).

Passerò ad esaminare i singoli casi, riportando volta per volta alcune tabelle, del resto del tutto simili alle altre, dei valori delle deformazioni di queste lastrine, operando su esse soltanto con dei cicli unilaterali ed eseguendo le operazioni nel modo già descritto nella mia Nota precedente. I cicli bilaterali non hanno alcun interesse, ripresentandosi in essi lo stesso fenomeno che nei cicli unilaterali.

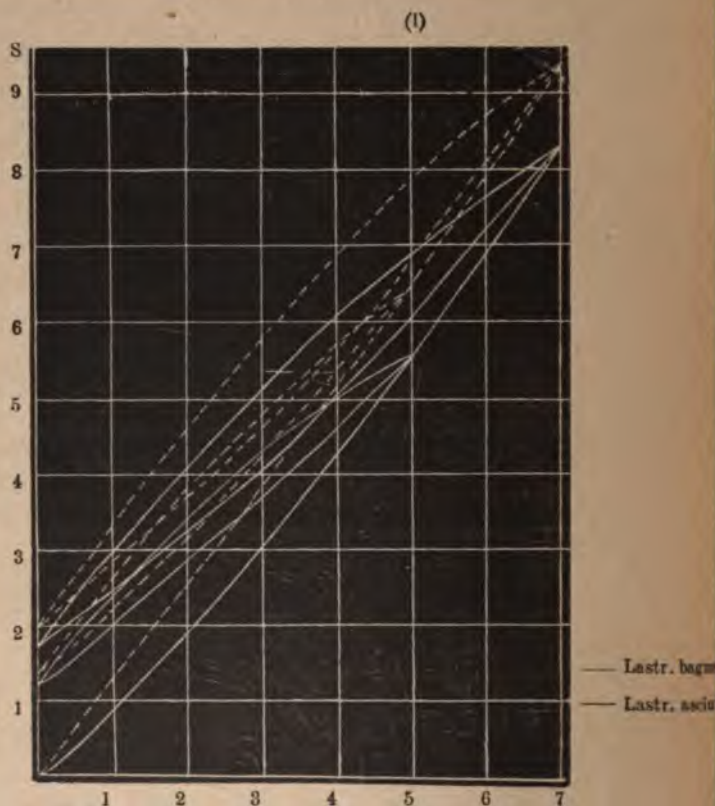
1.° *Lastrine imbevute di acqua.*

Le lastrine erano lasciate per 48^h immerse nell'acqua e subito cimentate appena estratte.

Da prima si era operato su esse varie volte, riconducendole sempre allo stato iniziale ed avendo avuto cura che fossero sempre nelle stesse condizioni e, come si è già detto in altra Nota, si erano trovate serie uguali. Dopo averle cimen-

1) V. Nuovo Cimento - Novembre - 1898.

tate imbevute di acqua le lastrine erano lasciate asciugare p
più giorni, esposte direttamente al sole, od in presenza di s
stanze igroscopiche [1]); quindi si erano cimentate di nuovo
qualora le condizioni del corpo fossero state identiche a que
precedenti l' immersione, si riavevano le stesse serie di num
di prima. Riporto due tabelle che si riferiscono ad una ste
lastrina prima asciutta e poi bagnata ed unisco il diagram
delle deformazioni in funzione delle forze flettenti, che ri
sume ambedue i risultati soprapponendoli.

(I)

1) È utile osservare che le lastrine non potevano essere asciugate mercè un riscal
mento qualsiasi, perchè in tal caso variavano sensibilmente e permanentemente le l
proprietà elastiche, nè si potevano più avere serie concordanti colle precedenti, come
vedrà poi in una nota successiva.

Lastrina N. 15.

(Asciutta) P = gr. 25 D = min. 2' (Bagnata)

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00	9	↑12,50	11	12,50	8	↑17,50	11,5	17,50	7,5
1	9,00	10	23,50	10	20,50	9	29,00	11,5	25,00	8,5
2	↓19,00	12	33,50	9	↓29,50	9	40,50	10,5	↓33,50	8
3	31,00	12	42,50	7	38,50	8,5	51,00	9,0	41,50	9
4	43,00	13,5	49,50	7	47,00	10	60,00	8,5	50,50	11
5	56,50		56,50		57,00	12,5	68,50	8,0	61,50	11
6	—	—	—	—	69,50	13,5	76,50	6,5	72,50	11
7	—	—	—	—	83,00		83,00		83,50	

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 10,050; 2.° ciclo — 9,000

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00	13	↑13,50	12,5	13,50	8,5	↑20,00	13	20,00	8,5
1	13,00	12	26,00	12	22,00	10	33,00	13	28,50	8,5
2	↓25,00	13	38,00	10	↓32,00	10,5	46,00	12	↓37,00	9
3	38,00	13	48,00	9	42,50	11	58,00	10	46,00	9,5
4	51,00	14	57,00	8	53,50	11,5	68,00	10	55,50	13
5	65,00		65,00		65,00	14	78,00	9	68,50	13
6	—	—	—	—	79,00	15	87,00	7	81,50	13
7	—	—	—	—	94,00		94,00		94,50	

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 11,650; 2.° ciclo — 10,035

Dai risultati su esposti e dall'annesso diagramma risulta che l'andamento generale del fenomeno si mantiene costante; solo le deformazioni corrispondenti agli stessi pesi flettori sono *maggiori* sulla lastrina bagnata e pure maggiore la deformazione residua, dimodochè risulta evidente un aumento sensibile nella flessibilità del marmo umido. Aggiungerò ora, anzichè altre tabelle, le medie dei valori delle deformazioni in ciascun ciclo, ponendo di fronte i due casi della lastrina asciutta e bagnata, e si vedrà che in questo secondo caso si ha sempre un sensibile aumento nelle deformazioni.

		Asciutta	Bagnata	Asciutta di nuovo
Lastr. N. 8	1° ciclo	6,075	7,050	6,150
» » »	2° »	5,784	6,534	5,784
» » 9	1° »	7,333	8,916	7,333
» » »	2° »	7,250	8,726	7,250
» » 10	1° »	6,000	6,916	6,083
» » »	2° »	5,968	6,500	5,968
» » 11	1° »	6,249	7,251	6,249
» » »	2° »	6,234	6,600	6,234

2.° *Lastrine imbevute di olio.*

Anche in questo caso le lastrine sono state cimentate varie volte e quindi ricondotte allo stato iniziale, poi immerse per 48^h nell'olio e cimentate di nuovo. Unisco anche qui due tabelle riferentisi alla stessa lastrina prima asciutta e poi imbevuta di olio.

(Asciutta) P = gr. 25 D = min. 2' (Bagnata)

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00		↑ 4,00		4,00		↑ 7,00		7,00	
1	6,00	6	11,50	7,5	10,00	6	14,50	7,5	13,00	6
2	↓ 15,50	6,5	18,50	7	↓ 16,00	6	21,50	7	↓ 18,00	5
3	19,50	7	25,00	6,5	22,00	6	28,50	7	24,00	6
4	27,00	7,5	31,50	6,5	29,00	7	35,50	7	31,00	7
5	35,00	8	37,50	6	36,00	7	42,50	7	38,00	7
6	43,00	8	43,00	5,5	43,00	7	49,00	6,5	45,50	7,5
7	—	—	—	—	51,00	8	55,00	6	53,00	7,5
8	—	—	—	—	60,00	9	60,00	5	60,00	7

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 6,833; 2.° ciclo — 6,812 }

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00		↑ 8,50		8,50		↑ 11,00		11,00	
1	9,00	9	17,00	8,5	15,00	6,5	19,50	8,5	18,00	7
2	↓ 17,50	8,5	25,00	8	↓ 21,50	6,5	28,00	8,5	↓ 24,00	6
3	26,00	8,5	32,50	7,5	29,00	7,5	36,50	8,5	31,00	7
4	34,50	8,5	39,50	7	37,00	8	44,50	8	39,00	8
5	43,00	8,5	46,00	6,5	44,50	7,5	51,50	7	47,00	8
6	52,00	9	52,00	6	52,50	8	58,50	7	55,00	8
7	—	—	—	—	61,50	9	65,00	6,5	63,00	8
8	—	—	—	—	71,00	9,5	71,00	6	71,50	8,5

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 7,958; 2.° ciclo — 7,656 }

Si scorge anche in questo caso un sensibile aumento nelle deformazioni, sia residue, sia dovute al carico massimo, senza però che si alteri l'andamento generale del fenomeno. Unisco anche qui un quadro riportante i valori medii delle deformazioni per ciascun ciclo eseguito su altre lastrine; ma in questo caso (e nei successivi) non è più possibile ricondurre le lastrine allo stato primitivo, stante la difficoltà di eliminare la sostanza assorbita.

		Asciutta	Imbevuta di olio
Lastr. N. 5	1° ciclo	5,000	5,833
» » »	2° »	4,937	5,343
» » 8	1° »	6,150	7,200
» » »	2° »	5,784	6,855
» » 14	1° »	7,916	9,250
» » »	2° »	7,154	8,656

3.° *Lastrine imbevute di glicerina.*

Seguendo lo stesso processo già indicato, immersa la lastrina per 48^h nella glicerina pura, si ebbero i risultati che qui riporto per una delle lastrine adoperate:

Lastrina N. 16.

(Asciutta) P = gr. 25 D = min. 2'

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00		12,00		12,00		19,00		19,00	
1	12,00	12	27,00	15	22,00	10	36,00	17	29,00	10
2	26,00	14	41,00	14	33,50	11,5	52,00	16	40,00	11
3	40,00	14	53,00	12	46,00	12,5	66,00	14	51,00	11
4	55,50	15,5	63,00	10	58,00	12	78,00	12	63,00	12
5	71,00	15,5	71,00	8	71,00	13	89,00	11	77,00	14
6	—	—	—	—	88,50	17,5	98,00	9	91,00	14
7	—	—	—	—	106,00	17,5	106,00	8	106,00	15

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 13,050; 2.° ciclo — 12,939 }

(Bagnata)

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00		16,00		16,00		22,00		22,00	
1	16,00	16	33,50	17,5	28,00	12	42,00	20	34,00	12
2	31,00	15	49,00	15,5	41,00	13	59,00	17	47,00	13
3	48,00	17	63,50	14,5	55,00	14	75,00	16	60,00	13
4	67,00	19	75,00	11,5	69,00	14	89,00	14	73,50	13,5
5	85,00	18	85,00	10	85,50	16,5	101,00	12	89,00	15,5
6	—	—	—	—	102,00	16,5	112,00	11	104,00	15
7	—	—	—	—	120,00	18	120,00	8	120,50	16,5

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 15,400; 2.° ciclo — 14,450 }

Questi risultati non differiscono essenzialmente dai prece denti. Unisco anche qui i valori delle deformazioni medie pei altre lastrine.

		Asciutta	Imbevuta di glicerina
Lastr. N. 7	1° ciclo	5,625	6,675
» » »	2° »	5,618	6,234
» » 11	1° »	6,249	7,375
» » »	2° »	6,234	6,657
» » 13	1° »	6,583	7,791
» » »	2° »	6,218	7,562

4.° *Lastrine imbevute di petrolio.*

Analogamente operando su lastrine tenute immerse per 48h nel petrolio, si ebbero i resultati seguenti:

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00	12	↑10,50	11	10,50	9	↑16,50	12	16,50	9
1	12,00	10,5	21,50	9,5	19,50	9	28,50	9,5	25,50	10
2	↓22,50	10,5	31,00	9	↓28,50	9	38,00	10	↓35,50	9
3	33,00	11,0	40,00	8	37,50	9,5	48,00	9	44,50	9
4	44,00	11,5	48,00	7,5	47,00	8,5	57,00	9	53,50	10
5	55,50		55,50		55,50	13,5	66,00	9	63,50	9
6	—	—	—	—	69,00	13,5	75,00	7,5	72,50	10
7	—	—	—	—	82,50		82,50		82,50	

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 10,050 ; 2.° ciclo — 9,858

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00	9	↑10,50	11	10,50	9	↑16,00	10	16,00	7
1	9,00	11	21,00	10,5	19,50	9	26,00	11	23,00	9
2	↓20,00	11,5	31,50	10	↓28,50	9	37,00	11	↓32,00	10
3	31,50	12	41,50	7,5	37,50	10	48,00	10	42,00	10
4	43,50	12,5	49,00	7	47,50	9	58,00	9	52,00	9
5	56,00		56,00		56,50	12,5	67,00	9	61,00	11
6	—	—	—	—	69,00	13,5	76,00	6,5	72,00	10,5
7	—	—	—	—	82,50		82,50		82,50	

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 10,150 ; 2.° ciclo — 9,928

Si scorge subito dalle tabelle su esposte, che l'azione del petrolio è quasi nulla; anzi si può sospettare che il leggero aumento delle deformazioni sia dovuto ad impurità in esso contenute anzichè all'azione del petrolio stesso. Per altre lastrine, di cui riporto qui di seguito le medie dei valori delle deformazioni in ciascun ciclo, si è avuto lo stesso risultato.

		Asciutta	Imbevuta di petrolio
Lastr. N. 10	1° ciclo	6,083	6,166
» » »	2° »	5,968	6,000
» » 12	1° »	6,333	6,416
» » »	2° »	6,187	6,200
» » 4	1° »	6,833	6,916
» » »	2° »	6,812	6,875

5.° *Lastrine imbevute di paraffina disciolta nel petrolio.*

Dopo aver subìto un trattamento analogo alle precedenti le lastrine sono state immerse per 48h in questo liquido, ottenuto facendo bollire da prima il petrolio per togliere ad esso l'acqua, che poteva contenere, e poi facendolo ribollire insieme ad una quantità di paraffina tale che la soluzione restasse liquida alla temperatura dell'ambiente (17° C.). Le seguenti tabelle indicano i risultati ottenuti:

Lastrina N. 18.

P = gr. 25 — D = min. 2'

(Asciutta)

P	S	Δs	S	Δs	S	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00		3,00		3,00		6,00		6,00	
1	6,00	6	10,00	7	8,00	5	13,00	7	11,00	5
2	11,00	5	16,00	6	14,00	6	19,00	6	16,00	5
3	17,00	6	21,00	5	19,00	5	25,00	6	22,00	6
4	23,50	6,5	27,00	6	25,00	6	31,00	6	28,00	6
5	30,00	6,5	33,00	6	31,00	6	37,00	6	33,00	5
6	38,00	8	38,00	5	38,00	7	42,50	5,5	39,50	6,5
7	—	—	—	—	44,00	6	47,00	4,5	45,00	5,5
8	—	—	—	—	51,00	7	51,00	4	51,50	6,5

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 6,083; 2.° ciclo — 5,812 }

(Bagnata)

P	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	0,00		8,00		8,00		11,00		11,00	
1	8,00	8	15,00	7	14,00	6	19,00	8	17,00	6
2	15,00	7	22,00	7	20,00	6	26,00	7	23,50	6,5
3	22,00	7	28,00	6	26,00	6	33,00	7	30,00	6,5
4	29,50	7,5	34,00	6	32,50	6,5	40,00	7	36,00	6
5	37,00	7,5	40,00	6	39,00	6,5	46,00	6	42,50	6,5
6	46,00	9	46,00	6	46,50	7,5	52,00	6	49,00	6,5
7	—	—	—	—	54,00	7,5	57,00	5	56,00	7
8	—	—	—	—	62,00	8	62,00	5	63,00	7

Deformaz. medie { 1.° ciclo — 7,000; 2.° ciclo — 6,562 }

Si nota anche in questo caso un sensibile aumento delle deformazioni, sia dovute al carico massimo, sia residue. Unisco anche qui un quadro delle deformazioni medie per ciascun ciclo per altre lastrine.

	Asciutta	Imbevuta di paraffina
Lastr. N. 1 1° ciclo	3,583	4,083
» » » 2° »	3,437	3,750
» » 2 1° »	5,166	5,863
» » » 2° »	5,125	5,791
» » 3 1° »	8,166	9,276
» » » 2° »	8,062	9,095

Prendendo ora di mira le deformazioni medie per ciascun primo ciclo descritto su ogni lastrina e facendo la differenza tra le deformazioni delle lastrine bagnate ed asciutte e riferendoci alle deformazioni della lastrina asciutta, si nota *esistere un rapporto costante per ciascun liquido*. Nelle tabelle seguenti riporto tali indicazioni per tutti i liquidi adoperati. È facile comprendere che lo stesso rapporto costante non può sussistere per i cicli susseguenti, giacchè mentre per i primi si parte sempre dalle stesse condizioni della lastrina (che viene ricondotta sempre allo stato iniziale) per i secondi ciò non è più, poichè è differente il punto di partenza dato dalle deformazioni residue, che nel caso delle lastrine imbevute delle diverse sostanze varia sensibilmente.

Glicerina	Asciutta	Bagnata	Differenza	Aum. °/₀
Lastr. N. 7	5,625	6,675	1,050	18,666
» » 11	6,249	7,375	1,126	18,001
» » 13	6,583	7,791	1,208	18,350
» » 16	13,050	15,400	2,350	18,000

Aumento °/₀ medio: 18,254.

Olio	Asciutta	Bagnata	Differenza	Aum. °/₀
Lastr. N. 5	5,000	5,833	0,833	16,660
» » 8	6,150	7,200	1,050	17,073
» » 14	7,916	9,250	1,126	16,675
» » 17	6,833	7,950	1,125	16,757

Aumento °/₀ medio: 16,791.

Acqua	Asciutta	Bagnata	Differenza	Aum. °/₀
Lastr. N. 8	6,075	7,050	0,975	16,049
» » 9	7,333	8,916	1,083	15,914
» » 10	6,000	6,916	0,916	15,266
» » 11	6,249	7,251	1,002	16,032
» » 15	10,050	11,650	1,600	15,912

Aumento °/₀ medio: 15,836.

Paraffina	Asciutta	Bagnata	Differenza	Aum. °/₀
Lastr. N. 18	6,083	7,000	0,917	13,430
» » 1	3,583	4,083	0,500	13,843
» » 2	5,166	5,862	0,696	13,472
» » 3	8,166	9,276	1,110	13,502

Aumento °/₀ medio: 13,584.

Petrolio	Asciutta	Bagnata	Differenza	Aum. °/₀
Lastr. N. 6	10,050	10,150	0,100	0,995
» » 10	6,083	6,166	0,083	1,364
» » 12	6,333	6,416	0,083	1,315
» » 4	6,833	6,916	0,083	1,215

Aumento °/₀ medio: 1,223.

Come si scorge il massimo aumento nelle deformazioni dovuto alla glicerina; seguono quindi l'*olio*, l'*acqua* e la *p raffina disciolta nel petrolio* e si comprende facilmente cl esiste anche un aumento proporzionale nelle deformazioni r sidue che sta ad indicare una maggiore flessibilità nelle l strine adoperate.

Dall'Istituto Fisico della R. Università di Roma
15 Gennaio 1899.

SUI RAGGI CATODICI, SUI RAGGI RÖNTGEN E SULLA GRANDEZZA E LA DENSITÀ DEGLI ATOMI.

Nota di G. GUGLIELMO.

(Rend. della R. Accad. dei Lincei. Vol. 7°, fasc. 8°, 16 Ottobre 1898).

Una delle principali obbiezioni alla teoria della materia radiante di Crookes fu che le molecole di cui erano costituiti i raggi catodici non avrebbero potuto continuare a muoversi in linea retta che per un tratto molto piccolo, uguale alla media corsa rettilinea delle molecole, la quale invece della teoria cinetica dei gas risultava molto minore della distanza a cui pervenivano i raggi catodici.

Tale obbiezione non ha più valore dopo le esperienze di J. J. Thomson, Willy Wien e Lenard che pare abbiano dimostrato che i raggi catodici sieno constituiti da particelle più piccole di una molecola e muoventesi con velocità poco minore di quella della luce.

Un paragone fra i risultati delle due teorie parrebbe invece possibile, qualora si determinasse secondo ciascuna di esse la somma delle sezioni delle molecole contenute in 1 cm^3 e quindi le dimensioni d'una singola molecola, le quali parrebbero dover essere indipendenti dal modo col quale vengono determinate. I valori di esse dati dalla teoria cinetica dei gas sono noti, e nel caso dei raggi catodici la proporzione di questi che viene assorbita da uno strato gassoso, ossia che urta contro le molecole che lo compongono, dipende certamente dalla somma delle sezioni di esse, la quale può essere dedotta con un semplice ragionamento.

Questo modo di determinare tale somma ha su quello dedotto dalla teoria dei gas, il vantaggio d'una semplicità molto maggiore sia nel processo che si considera che nel ragionamento relativo, e la somma delle sezioni delle molecole viene dedotta con rigore pressochè geometrico.

Però i valori così ottenuti differiscono grandemente ed essenzialmente da quelli dati dalla teoria dei gas; la ragione

di tale differenza sta certamente in ciò che le dimensioni delle molecole (come p. es. quelle del sistema solare) non hanno per sè un valore definito e dipendono quindi dal modo di definizione che noi adottiamo e dall'agente di cui ci serviamo per determinarle. Così nella teoria cinetica dei gas, considerando le molecole come corpuscoli somiglianti a quelli che cadono sotto i nostri sensi, si ammette che essi vengano a contatto al momento dell'urto, si ammette altresì che nei liquidi le molecole siano pressochè a contatto mentre è chiaro che in entrambi i casi esse si avvicineranno solo tanto quanto lo consentono la velocità propria e le forze che agiscono su di esse.

Non credo però che ciò tolga interesse alla determinazione della grandezza delle molecole per mezzo dei raggi catodici, perchè anzi così si può giungere a deduzioni importanti sulla costituzione di esse, e si può anche sperare un ulteriore progresso in tale direzione, senza abuso di considerazioni ipotetiche.

Si ammette generalmente che la materia è discontinua (o almeno non omogenea) e costituita da particelle isolate (o differenti in qualche modo dal mezzo che lo circonda) e che esse siano dotate di movimento molto rapido, e di azione reciproca. Però niente prova che queste particelle abbiano un contorno determinato, durezza ed altre qualità simili a quelle dei corpi sensibili, ed anzi appare sempre più probabile che esse siano costituite da centri di forza o di movimento; del resto data l'estrema piccolezza di tali particelle, entrambe le ipotesi sono equivalenti nei risultati.

Tanto pei corpi solidi come per le molecole o per gli atomi, dal punto di vista sperimentale dobbiamo considerare come dimensioni di essi in una data direzione la distanza minima a cui si possono avvicinare in quella direzione le estremità d'un mezzo, senza che esso venga modificato sensibilmente, o almeno in modo che esso venga modificato fino ad un determinato grado. Così nel caso d'un corpo di dimensioni visibili, il mezzo misuratore può consistere nelle due branche d'un compasso, o in due raggi di luce ecc.; nel caso delle molecole e della teoria dei gas il mezzo suddetto è costituito dalle

molecole stesse che si avvicinano fino ad essere in media deviate ugualmente, e nel caso considerato in questa Nota il mezzo misuratore è dato dai raggi catodici.

Se gli atomi fossero centri di forza o di movimento, senza contorni definiti, le loro dimensioni sarebbero indeterminate, ma la determinazione delle dimensioni supposte, con varî mezzi, potrebbe dare l'intensità del campo d'azione a varie distanze; se invece gli atomi avessero un nucleo a contorni definiti ma tuttavia fossero circondati, come è molto probabile, da un intensissimo campo d'azione (tale da far cambiare di senso entro un breve spazio la grandissima velocità delle molecole), noi potremmo determinare le dimensioni di questo nucleo solo quando disponessimo d'un mezzo che non fosse soggetto a tale azione, ma avremmo dei risultati tanto più prossimi al vero quanto meno soggetto fosse esso mezzo all'azione suddetta. Sotto questo rispetto i raggi catodici che muovendosi con velocità enorme subiscono tale azione per un tempo minimo, sarebbero in condizioni favorevoli all'esattezza della misura, e tanto più favorevoli quanto maggiore fosse la velocità stessa.

Ciò posto, si abbia un fascio di raggi catodici paralleli ed uniformemente distribuiti, dei quali trascuriamo provvisoriamente le dimensioni trasversali, e sia Q per cm^2 il numero di essi che attraversa un piano perpendicolare alla loro direzione, e Q' per cm^2 il numero di essi che attraversa senza deviazione un secondo piano parallelo al primo e situato ad l cm. di distanza da esso nella direzione del movimento dei raggi. Se supponiamo che le molecole contenute fra i due piani siano proiettate normalmente su uno di essi e sia S per cm^2 l'area occupata dalle proiezioni ed $1 - S$ l'area rimasta libera, la porzione di raggi catodici che cadrà nella prima di queste aree sarà trattenuta o deviata e quella che cade nella seconda passerà liberamente e formerà la porzione Q', e si avrà:

$$\frac{Q-Q'}{Q'} = \frac{S}{1-S} \quad \text{ossia} \quad \frac{Q'}{Q} = 1-S.$$

Per trovare il valore di S, essendo N il numero di molecole per cm^3 e σ l'area della proiezione d'una singola

molecola, supponiamo d'aggiungere un numero relativamente piccolissimo di molecole dN a quelle considerate, esse si distribuiranno uniformemente (senz'altra regola) nello spazio ad esse offerto, e le loro proiezioni si distribuiranno pure uniformemente sul piano di proiezione senza che queste proiezioni delle molecole aggiunte, a causa del loro piccol numero, possano sovrapporsi sensibilmente l'una all'altra. Esse occuperanno quindi un'area totale $l\sigma dN$ che si ripartirà sulla parte libera del piano e sulla parte già occupata dalle precedenti proiezioni, proporzionalmente alle aree rispettive, e quest'ultima parte verrà così aumentata d'una quantità:

$$dS = l\sigma dN(1 - S)$$

da cui si ricava $\log(1 - S) = - lN\sigma$, $1 - S = e^{-lN\sigma}$, e:

$$\frac{Q}{Q'} = e^{lN\sigma} .$$

In tal modo misurando le intensità di Q e di Q', che si potranno dedurre dalla intensità della fluorescenza prodotta, o dell'azione elettrica, fotografica, meccanica, e dell'emissione di raggi Röntgen, si può avere in modo semplice e diretto il valore di $N\sigma$ ossia la somma delle proiezioni di tutte le molecole contenute in 1 cm^3.

Se fosse ρ' il raggio delle particelle dei raggi catodici e fosse ρ quello supposto delle proiezioni delle molecole, siccome la particella catodica passerà liberamente quando il centro di essa passi distante di $\rho + \rho'$ dal centro della molecola, bisognerà prendere $\sigma = \pi(\rho + \rho^1)^2$.

Se i raggi catodici anzichè paralleli, fossero divergenti da un punto, i ragionamenti e le relazioni precedenti sussisterebbero purchè s'intendessero Q, Q', S riferiti ad una sfera di raggio qualsiasi preso per unità; se invece Q e Q' si volessero riferiti al cm^2 delle superficie delle sfere che essi attraversano di raggi R ed R', s'avrebbe:

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{R'^2}{R^2} e^{N\sigma(R'-R)} \qquad e^{N\sigma(R'-R)} = \frac{R^2}{R'^2} \cdot \frac{Q'}{Q} .$$

Lenard [1]) ha adottato e dimostrato coll'esperienza una formula simile, nella quale invece di $N\sigma$ trovasi una costante empirica a della quale egli ha determinato il valore con grande accuratezza e per un gran numero di sostanze solide e gassose a pressioni diverse. Egli usava raggi divergenti, ed invece di determinare direttamente i valori di Q, e Q', determinava la distanza a cui cessava d'esser visibile la fluorescenza da essi prodotta quando attraversavano la sostanza di cui cercava il potere assorbente, oppure il vuoto più perfetto pel quale $a = 0$. Questo metodo è molto sensibile e rende apprezzabili frazioni minime della radiazione incidente.

Una grave obbiezione riguardo all' uso della formula che dà $N\sigma$ sta in ciò che secondo l'esperienze di Lenard i raggi catodici nell' aria atmosferica alla pressione ordinaria non si muovono in linea retta ma si diffondono anche lateralmente, come la luce in un mezzo torbido; cioè i raggi catodici dopo aver urtato in una molecola continuano nel loro movimento, sebbene con direzione cambiata, e dopo varî urti possono così giungere sullo schermo fluorescente e confondersi coi raggi che vi sono giunti senza deviazione, dei quali unicamente tien conto il ragionamento precedente. Così può parere molto probabile che nell' esperienze di Lenard lo schermo appena fluorescente sia reso tale dai raggi catodici diffusi pei quali non vale la relazione suddetta. Così nel caso dell' aria nebbiosa o dell'acqua lattiginosa, la quantità notevole di luce ordinaria che le attraversa si compone unicamente di raggi diffusi.

Tuttavia mi pare che quest' obbiezione non abbia tutto il peso che dimostra a prima vista. Difatti, anzitutto il caso della luce ordinaria, moto ondulatorio, è essenzialmente diverso da quello dei raggi catodici; nel primo caso solo una piccolissima porzione di energia luminosa va perduta (trasformata in energia termica) nelle varie riflessioni e quindi la quasi totalità deve per una via più o meno tortuosa uscire dal mezzo torbido; inoltre le particelle di nebbia o lattiginose sono trasparenti, quindi una gran parte della luce che attraversa la nebbia penetra attraverso le particelle che la compongono, ed essa

1) Wied. Ann., t. 56, p. 255.

risulterebbe molto diminuita qualora tali particelle fossero opache, come nel caso del pulviscolo di mercurio che si ottiene scuotendo violentemente il mercurio in un liquido.

Inoltre è da notare che i raggi catodici che urtano contro la parte centrale d' una molecola saranno trattenuti o deviati talmente e con tale perdita d'energia, che non potranno affatto giungere sullo schermo o produrvi un effetto sensibile; mentre i raggi che urtano o attraversano la parte periferica della molecola, qualora dopo varî urti giungessero tutti sullo schermo e venissero considerati come raggi diretti, non produrrebbero altro effetto che di far apparire un po' minore il raggio della molecola; siccome però essi sono diffusi in tutte le direzioni e solo una parte di essi potrà giungere sullo schermo, e siccome inoltre nei successivi urti avranno subito una perdita d'energia, pare probabile che l'errore causato dalla loro presenza sia molto piccolo.

Finalmente è da notare che Lenard ha ottenuto i risultati paragonabili tanto dalle esperienze sui gas a pressione ordinaria che per quelli rarefatti nei quali la diffusione dei raggi catodici è molto meno pronunziata, o anche affatto insensibile.

Ritengo perciò che l'errore derivante dall'effetto dei raggi diffusi sia piccolo; sarebbe facile però di evitarlo completamente, supposto che sia sensibile, perchè i raggi diretti si possono distinguere dai raggi diffusi per la proprietà di produrre sullo schermo fluorescente ombre a contorni netti degli oggetti interposti, e di produrvi l' immagine della sorgente d'emissione qualora s' interponga invece uno schermo con un forellino. Feci qualche tentativo in tale direzione, ma finora con mezzi troppo inadeguati per poter ottenere un risultato decisivo.

Una proprietà molto notevole trovata dal Lenard e da lui dimostrata con un gran numero di esperienze svariate, su corpi in condizioni diversissime, consiste in ciò che il loro potere assorbente pei raggi catodici non dipende menomamente nè dal peso molecolare o atomico di essi, nè dal loro stato fisico, ma dipende solo dalla loro densità ed è proporzionale ad essa (facendo astrazione da alcune irregolarità lievi, ma che non si possono attribuire ad errori di esperienze).

Da ciò derivano varie conseguenze interessanti; se in un gas o in una miscela di gas, rimanendo immutato il volume, le molecole o gli atomi si unissero n ad n formando molecole più complesse, costituite ciascuna da n molecole primitive, oppure venissero a scambiarsi gli atomi, il potere assorbente del gas, ossia la somma delle proiezioni delle molecole contenute in 1 cm^3 rimarrebbe invariato, quindi l'area della proiezione d'una molecola risultante sarebbe uguale alla somma delle proiezioni delle molecole o degli atomi componenti; perchè ciò avvenga è necessario che la molecola risultante si componga di parti isolate di dimensioni piccole rispetto alla distanza reciproca, ed una costituzione simile deve essere ammessa per qualsiasi molecola; i raggi catodici poi avrebbero la facoltà di penetrare liberamente fra queste parti costituenti delle quali potrebbero fornire le dimensioni, nel modo sopraindicato.

Inoltre siccome 1 cm^3 di un corpo qualunque ridotto allo stato gassoso e composto di molecole biatomiche di peso molecolare $2p$, ha la massa, e quindi il potere assorbente p volte maggiori di quelle di 1 cm^3 d'idrogeno alla stessa pressione e temperatura ed ha altresì un ugual numero di molecole e di atomi, ne segue che l'atomo di questo corpo non solo ha la massa ma anche l'area della proiezione su un piano qualsiasi, p volte maggiori di quelle dell'atomo d'idrogeno. Appare quindi molto probabile che gli atomi dei corpi si compongano di parti isolate situate a distanza molto grande rispetto alle loro dimensioni, e che queste parti siano le stesse per tutti gli atomi, ma si trovino in ciascun atomo in numero proporzionale al suo peso [1]). L'ipotesi di Prout che era basata sul fatto che i pesi atomici sono spesso multipli interi di quelli dell'idrogeno, riceve così una importante conferma visto che la stessa relazione vale anche per le proiezioni di essi atomi; siccome però tale multiplicità non si verifica nè sempre nè rigorosamente, bisogna ammettere che anche l'idrogeno sia composto di un gran numero di parti. Se i pesi atomici fossero noti con rigore matematico, il loro massimo comun divi-

1) A questa deduzione dell'esperienze di Lenard ha accennato già il Thomson nella Memoria citata

sore darebbe il peso d'una parte costituente e quindi il numero di parti di cui è costituito ciascun atomo, ma niente proverebbe d'altronde che questa parte fosse semplice.

Dalla suddetta proprietà risulta altresì che i raggi catodici possono penetrare e traversare anche fra le parti costituenti dell'atomo chimico (le quali potranno esser chiamate atomi fisici) di cui la formula precedente potrebbe darci il raggio se ne conoscessimo il numero: difatti chiamando N il numero di molecole contenute in 1 cm³ d'un corpo, p il peso molecolare, n il numero di atomi fisici di cui si compone l'atomo d'idrogeno sarà, per i gas:

$$a = Npn\pi(\rho + \rho')^2 , \qquad \rho + \rho' = \sqrt{\frac{a}{\pi N p n}} .$$

I solidi, visto che lo stato d'aggregazione è senza influenza sull'assorbimento, potranno esser considerati come gas, prendendo $p = 2\,d : d_H$ e prendendo per N il numero di molecole contenute in 1 cm³ d'idrogeno di densità d_H.

Il valore di a è stato trovato da Lenard per molti corpi, quello di N secondo la teoria dei gas è all'incirca 10^{20} per 1 cm³ di gas a 0° e 760 mm. quindi supponendo $\rho = \rho'$ potremo avere il raggio ρ della proiezione dell'atomo chimico d'idrogeno; se questo poi fosse composto di n atomi fisici, il raggio di ciascuno di essi sarebbe $x = \rho : \sqrt{n}$. Il volume di ciascuno di questi atomi sarebbe $v = \frac{4}{3}\pi\rho^3 : \sqrt{n^3}$, ed il volume totale degli atomi contenuti in 1 cm³ d'un corpo di densità d sarebbe $Npnv = \frac{4}{3}a\rho : \sqrt{n}$, e la densità di ciascun atomo ossia la densità assoluta della materia sarebbe $D = 3\,d\sqrt{n} : a\rho$, supponendo che la massa dell'atomo non sia traversabile dai raggi catodici. Supponendo $n = 1$ ossia che l'atomo d'idrogeno sia semplice, s'avrebbe un limite inferiore di essa densità $D = 3d : a\rho$.

Nella seguente tabella sono riportati i valori di ρ e D così ottenuti, nella 1ª colonna trovasi il simbolo o il nome del corpo sperimentato e nella 2ª colonna trovasi pei gas il potere assorbente A, di uno strato a temperatura e pressione ordinaria spesso $1 : p$ cm. e pei solidi invece quello d'uno strato spesso $1 : d$ cm.

	A	$\frac{1}{2}(\rho+\rho')$	D
H_2	0,237	$1{,}38.10^{-11}$	33.10^6
CH_4	0,124	1,00 »	88 »
AzH_3	0,148	1,09 »	67 »
CO	0,122	0,98 »	89 »
C_2H_4	0,132	1,02 »	80 »
Az_2	0,113	0,95 »	101 »
Aria	0,118	0,97 »	94 »
O_2	0,126	1,00 »	88 »
H_2S	0,124	1,00 »	88 »
CO_2	0,115	0,96 »	97 »
Az_2O	0,102	0,90 »	118 »
SO_2	0,133	1,03 »	79 »
Collodio	3010	$1{,}07.10^{-11}$	70.10^6
Carta di seta	2070	0,88 »	123 »
Vetro	3160	1,10 »	66 »
Alluminio	2650	0,96 »	97 »
Mica	2590	1,00 »	86 »
Oro falso	2670	1,01 »	83 »
Argento	3070	1,08 »	68 »
Oro	2880	1,03 »	74 »

I valori di ρ, molto minori di quelli dati dalla teoria dei gas, sono molto concordanti, tenuto conto del genere dell'esperienze e della diversità dei corpi considerati; il valore che si discosta di più dagli altri è quello fornito dall'idrogeno che ha un potere assorbente circa doppio di quello che risulterebbe dalla sua densità e che pare si manifesti anche nell'idrogeno in combinazione. I valori della densità assoluta sono enormi circa 80000 kgr. per cm³, essi sono un po' più discordi perchè contenendo $\sqrt{a^3}$ risentono maggiormente l'influenza delle piccole differenze del valore di a.

Questo valore della densità assoluta della materia è essenzialmente diverso da quello che presumibilmente assumono i corpi alla temperatura dello zero assoluto, e che pare sia diverso da corpo a corpo e per l'idrogeno sia molto minore di 1. La temperatura dello zero assoluto corrisponde alla quiete del movimento molecolare di traslazione, ma da quanto precede risulta che ciascuna molecola ed anche ciascun atomo è

composto di parti isolate e distanti che probabilmente rimangono tali anche allo zero assoluto. Non è improbabile che queste parti siano tenute distanti da velocità proprie le quali, almeno nel caso delle molecole gazose e monoatomiche che impiegano tutto il calore ricevuto unicamente nell'aumento del movimento di traslazione, dovrebbero essere indipendenti dalla temperatura. A tali movimenti potrebbero talvolta essere dovute le radiazioni termiche o luminose che non potrebbero esser spiegate dai movimenti molecolari finora noti, che sono troppo lenti e produrrebbero onde molto più lunghe di quelle che in realtà si producono.

A tale proposito è da notare che dalla proporzionalità fra gli spazi percorsi in tempi uguali e le velocità rispettive risulta, chiamando ε l'ampiezza d'una vibrazione luminosa, v la sua velocità media, λ la sua lunghezza d'onda e V la velocità della luce: $v = V\,\varepsilon : \lambda = 0{,}6.10^{15}\varepsilon$. Non è quindi improbabile che la velocità media delle particelle vibranti sia molto grande e quindi non più trascurabile rispetto alla velocità dei raggi catodici. In tal caso il valore di ρ dedotto dall'assorbimento rappresenterebbe non già il raggio della proiezione dell'atomo d'idrogeno, ma quello di tutta l'area che essa proiezione ha occupato nel tempo che impiega il raggio catodico a percorrere uno spazio uguale allo spessore dell'atomo fisico semplice.

Ne risulterebbe che il potere assorbente d'un corpo pei raggi catodici verrebbe ad aumentare quando per effetto di un aumento di temperatura o di eccitazioni elettriche, o di ondulazioni luminose, questo corpo emettesse o trasmettesse radiazioni luminose o termiche oscure o perturbazioni nell'etere di qualsiasi natura. L'assorbimento d'un corpo attraversato da raggi luminosi dovrebbe essere minore perpendicolarmente ai raggi che non nella loro direzione, e nel caso di luce polarizzata darebbe modo di rendere manifesta la direzione della vibrazione. L'esperienza deciderà se è possibile rendere sensibile un tale effetto, sia rinforzando e concentrando le vibrazioni, sia usando raggi catodici più lenti; giova notare che l'effetto sarà tanto più facilmente sensibile quanto maggiore è la suddivisione della materia, a parità di valore assoluto di ε.

Dall'esperienze di Lenard risulta che il potere assorbente dei corpi pei raggi catodici aumenta quando diminuisce la loro velocità. Questo maggior assorbimento può dipendere da ciò che essi, per effetto della minor velocità, risentono maggiormente l'azione delle particelle cui passano abbastanza vicine, e quindi risentono quest'azione in modo sensibile a una distanza tanto maggiore quanto minore è la loro velocità, e verrebbe così aumentato il valore di $\rho + \rho'$. Esso però potrebbe altresì esser causato da un movimento atomico, che aumentasse la sezione apparente degli atomi, ed anche in questa ipotesi l'assorbimento sarebbe tanto maggiore quanto minore è la velocità del raggio catodico.

Le considerazioni e i dati precedenti ci danno modo altresì di determinare la natura dei raggi Röntgen, o almeno di decidere se essi siano costituiti da particelle esilissime scagliate con grandissima velocità, oppure da una perturbazione dell'etere. Nel primo caso l'assorbimento per cm. di spessore e cm^2 di sezione dovrebbe essere $N\pi(\rho + \rho'')^2$, ed anche ammettendo che ρ'', il semidiametro delle particelle costituenti i raggi Röntgen, fosse nullo, l'assorbimento non dovrebbe essere molto minore di quello dei raggi catodici, mentre invece risulta enormemente minore. Qualora si volesse spiegare una tale differenza supponendo che per effetto d'una maggior velocità o della mancanza di carica elettrica queste particelle non risentissero l'azione degli atomi del corpo assorbente se non a distanza minima, molto minore del valore trovato per $\rho + \rho'$, si urterebbe tuttavia contro il fatto che questo assorbimento non è proporzionale alla densità del corpo assorbente come dovrebbe avvenire data la costituzione della materia quale risulta dalle considerazioni precedenti.

Bisogna dunque ammettere che i raggi Röntgen sono dovuti a una perturbazione nell'etere; e la mancanza di diffrazione e interferenze indicherebbe una mancanza di periodicità nella medesima. Siccome poi l'urto dei raggi catodici produce nei corpi una vibrazione regolare che è la fluorescenza, i raggi Röntgen potrebbero esser dovuti ad etere trascinato nel movimento dalle particelle di raggi catodici e rimasto libero quando la particella viene fermata. A tale proposito osserverò

che m' è parso osservare ripetutamente in esperienze dirette a tale scopo che un filo di vetro reso fluorescente dai raggi catodici, appariva talora molto confuso a contorni sfumati quando veniva osservato attraverso e perpendicolarmente a uno spesso strato di raggi catodici, ciò che indicherebbe uno sconvolgimento prodotto nell'etere dal passaggio di essi raggi; però avendo dovuto interrompere le esperienze, che conto riprendere fra breve, non ho potuto assicurarmi dell'effetto accennato nè studiare tale effetto nella direzione d'essi raggi e con un rifrattometro interferenziale, nè verificare le varie conseguenze cui ho accennato in questa Nota.

DUE SCARICHE DERIVATE DA UN CONDENSATORE,
di A. RÒITI.

(Largo sunto della Nota pubblicata dai Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 3°, 1° sem., serie 5, fasc. 1°, 1899).

Tutto era disposto simmetricamente rispetto ad un condensatore le cui armature comunicavano con due coppie di eliche formate con filo di rame grosso circa 2 mm., nudo ed assicurato a tre regoli di ebanite. Mediante pozzetti di mercurio le estremità delle eliche maggiori erano collegate con gli elettrodi d' un tubo di Röntgen, e quelle delle eliche minori con uno spinterometro. La carica arrivava al condensatore da una macchina elettroforica, mandata con moto uniforme da un motorino idraulico, passando pei fili secondari di due grandi rocchetti Ruhmkorff.

Con tale disposizione l'A. ha osservato che:

1° Scostando i poli della macchina scoccavano le scintille allo spinterometro, oppure s' illuminava il tubo, secondo che questo era *duro* o *tenero* e che le palline erano più o meno vicine fra loro. Ma in generale le due scariche non avvenivano simultaneamente.

2° Facendo variare gradatamente l' autoinduzione di un ramo, quello per es. contenente lo spinterometro, mentre rimaneva costante l' altro ramo, si arrivava ad un punto cui

corrispondeva, per una data lunghezza della scintilla, un massimo d'intensità dei raggi X emessi dal tubo.

3° Ottenuto questo massimo, se si permutava il tubo collo spinterometro e si lasciava inalterato tutto il resto, le scintille scoccavano; ma il tubo rimaneva oscuro.

4° Affinchè si manifestasse il massimo per un altro valore dell'autoinduzione nel ramo del tubo, bisognava spostare i fili impegnati nelle eliche del ramo ove scoccavano le scintille, per modo che il rapporto delle due autoinduzioni riuscisse presso che costante.

5° Cambiando il condensatore cambiava il valore di questo rapporto in maniera che, come prima approssimazione, si poteva ritenere che l'autoinduzione del ramo del tubo dovesse mantenersi proporzionale al prodotto dell'autoinduzione nell'altro ramo per la capacità del condensatore.

6° Il massimo d'emissione dei raggi X aumentava colla lunghezza della scintilla, colla capacità del condensatore e in generale col valore assoluto delle due autoinduzioni.

7° Invertendo la corrente di carica il tubo seguitava ad emettere i raggi di Röntgen, la qual cosa prova che la scarica nel tubo era oscillante. Il più delle volte l'emissione era maggiore quando l'anticatodo comunicava coll'armatura negativa.

8° Collocando uno spinterometro in ciascuno dei rami derivati e stabilito poi il rapporto delle due autoinduzioni per cui l'emissione dei raggi X risultava massima, le scintille scoccano simultaneamente nei due rami anche quando la distanza esplosiva in quello di maggiore impedenza è molto maggiore che nell'altro, fino ad un massimo.

9° Questa distanza esplosiva massima, a differenza della massima emissione degli X, non dipende sensibilmente dal valore assoluto delle due autoinduzioni; ma aumenta anch'essa colla capacità del condensatore e, com'è naturale, colla lunghezza dell'altra scintilla.

Di questi fatti non rende ragione la solita teoria, nella quale si tien conto della resistenza e della impedenza dei due rami derivati [1]).

1) Vedi A. Garbasso. Nuovo Cimento, S. 4., T. 6°, pag. 15.

10° La resistenza dei rami derivati esercita un' influenza secondaria sull' andamento del fenomeno, poichè il rapporto delle autoinduzioni che determina il massimo rimane presso che inalterato per distanze esplosive diverse e per tubi di Röntgen molto vari.

11° Fissando a tergo delle palline scaricatrici due dischi metallici in modo che le scintille scocchino fra di essi e perpendicolarmente al loro piano, il fenomeno può alterarsi notevolmente. Mentre i dischi aggiunti allo spinterometro del ramo avente minore induzione non producono effetti apprezzabili, li producono marcatissimi se aggiunti all' altro spinterometro, cioè riducono più vicino all' unità il rapporto delle due autoinduzioni determinante il massimo, e fanno diminuire il valore di questo massimo.

Queste osservazioni (10 e 11) mostrano la necessità di non trascurare, come si suol fare in casi consimili, le capacità dei rami scaricatori, ed autorizzano, in via approssimativa, a trascurarne le resistenze.

Per spiegare tutti questi fenomeni l'A. considera un sistema di tre condensatori simmetrici (il condensatore e i due spinterometri) di capacità c_0, c_1, c_2, simmetricamente riuniti in parallelo fra due punti A e B mediante conduttori aventi autoinduzioni L_0, L_1, L_2 e posti in modo che l' induzione mutua sia trascurabile; e suppone che si faccia gradatamente aumentare la differenza di potenziale fra A e B, finchè scocchi la scintilla fra le armature del condensatore avente il dielettrico più debole.

Trova la soluzione pel caso generale che le tre capacità abbiano valori finiti, che siano dati i valori iniziali delle differenze di potenziale sulle armature dei tre condensatori e che le intensità iniziali delle tre correnti siano nulle. Poi osservando che, allorchè si inizia la prima scintilla è come se le armature del condensatore fossero poste in corto circuito, e però la sua capacità c_0 acquistasse un valore infinito per conservarlo durante tutto il procedimento, introduce questa condizione nelle formule generali ottenute.

Giunge così all' espressione del potenziale v_1 fra le sfere dello spinterometro di capacità c_1:

$$\frac{v_1}{\Delta} = \frac{K+1}{2} \cos \alpha'' t - \frac{K-1}{2} \cos \alpha' t$$

dove Δ è la differenza di potenziale che determina la scintilla all' altro spinterometro di capacità iniziale c_0, dove

$$K = \frac{c_0 (L_0 + L_1) + c_2 (L_0 - L_2)}{\sqrt{a^2 - 4ac}}$$

ed $\alpha' > \alpha''$ sono le radici positive dell' equazione biquadratica:

$$a\alpha^4 - b\alpha^2 + c = 0$$

in cui:

$$a = c_0 c_1 c_2 (L_0 L_1 + L_1 L_2 + L_2 L_1)$$
$$b = c_0 c_1 (L_0 + L_1) + c_1 c_2 (L_1 + L_2) + c_2 c_0 (L_2 + L_0)$$
$$c = c_0 + c_1 + c_2 .$$

Osserva poi che K acquista il valor massimo

$$\text{(1)} \qquad K_m = \sqrt{\frac{c_2 + c_1}{c_1}} = \sqrt{\frac{L_1 + L_2}{L_0 + L_2}}$$

quando le autoinduzioni L_0, L_1 siano tali da dare una medesima frequenza ai circuiti semplici formati dal ramo contenente il condensatore e dagli altri due rami, cioè quando sia sodisfatta la condizione

$$\text{(2)} \qquad (c_1 + c_2) L_0 + c_2 L_2 - c_1 L_1 = 0 .$$

La formula (1) rende ragione del fatto che la scintilla massima che si produce nel secondo spinterometro aumenta con la capacità c_2 del condensatore, e diminuisce al crescere della capacità c_1 di esso spinterometro, ed inoltre che dipende dal rapporto delle induzioni, ma è indipendente dal loro valore assoluto.

La formula (2), trascurando L_2, diventa:

$$\text{(3)} \qquad \frac{c_2 L_0}{L_1 - L_0} = \text{cost}$$

che per L_0 piccolo rispetto a L_1 viene a giustificare la legge sperimentale di proporzionalità enunciata al paragrafo 5.

Le induzioni delle spirali furono determinate coll' apparecchio del Wien [1]; i condensatori erano tutti costruiti da una medesima lastra di vetro, e avevano le armature circolari di stagnola.

Per verificare la (3) l'A. ha eseguito i calcoli sopra una qualunque delle serie di osservazioni fatte con tre condensatori diversi, tenendo costante il numero delle spire attive nel ramo contenente un tubo di Röntgen, e cercando per tentativi il numero delle spire che doveva lasciar libere nel ramo dello spinterometro, affinchè i raggi X acquistassero l' intensità massima. I resultati sono tali che le oscillazioni intorno al valor medio sono compatibili cogli errori probabili in tal genere di determinazioni.

L'A. ha modificato l' apparecchio ponendo ai due lati del condensatore piano, ed in comunicazione con le sue armature, due recipienti d' ottone entro i quali possono più o meno introdursi due eliche grandi, ed essere fissate in modo da far variare le spire attive senza variare la capacità. Con tale disposizione ha cercato se e quanto il valore $\frac{v_1}{\Delta}$ ove v_1 è la differenza di potenziale al primo spinterometro, e Δ la differenza di potenziale necessaria affinchè vi scocchi la prima scintilla, dedotto dalle distanze esplosive, s'avvicini al valor massimo K_m. Ha trovato che il disaccordo fra il valor teorico e quello che si deduce dalle sue esperienze non arriva al 7 per 100, quindi molto minore di quello che si può aspettare da determinazioni di questo genere.

In queste ultime esperienze il condensatore era caricato da una macchina di Töpler con 36 dischi.

G. Ercolini.

---

1) Wied. Ann., Bd. 57, p. 249.

COME I TUBI SCEMANO LA VIRTÙ SCARICATRICE DEI RAGGI X,

di E. VILLARI.

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei. Vol. 7°, 2° sem., ser. 5., fasc. 10, 1898).

I.

In due recenti Note l'A. ha mostrato che un elettroscopio posto nell'ombra dei raggi X si scarica rapidamente, un po' per le radiazioni che quasi parrebbe si flettessero nell' ombra, ed in massima parte per l' aria circostante, la quale, attraversata ed attivata dai raggi laterali e divergenti, rapidamente si diffonde e raggiunge l' elettroscopio. L'A. ha poi proseguite queste ricerche e qui sono riferiti in breve, i risultati ottenuti.

Le esperienze vennero fatte con un Crookes a pera chiuso in una cassa di piombo a grosse pareti, che insieme ad un potente rocchetto eccitatore era chiusa in una cassa di zinco in perfetta comunicazione col suolo. Di fronte all' anticatodo le pareti delle casse erano addossate ed avevano un foro di 10 cm., dei quali l' esterno era chiuso da una lastra d' alluminio di 0,3 mm. di spessore, per la quale venivano fuori le radiazioni. L' elettroscopio, posto a circa 1 m. dall'anticatodo, era ad una sola foglia d' oro, e così bene isolato con paraffina da conservare per più minuti la carica quasi invariata. La sua cassa di ottone, grossa 2 a 3 mm., fu ricoperta da una lastra di piombo dello spessore di 5 mm. per renderla opaca del tutto alle radiazioni. Un cannocchiale con scala osservava la foglia, illuminata da una lampada ad incandescenza, attraverso ad opportuni fori praticati nella cassa, e chiusi con vetri e fitta rete metallica. La cassa era bene unita al suolo. L' A. si assicurò con ripetute prove, che l' elettroscopio era affatto garantito dalle induzioni ed irradiazioni perturbatrici.

Ciò premesso veniamo alle esperienze.

La pallina E dell' elettroscopio fu coperta (fig. 1) con un tubo di piombo T, alto 10 cm., di 7,5 cm. di diametro e colle

pareti spesse cm. 0,5. Una lastra di piombo *l*, grossa 15 mm. e 12 × 21 cm. era fissata a 4,5 cm. dalla pallina E, in modo

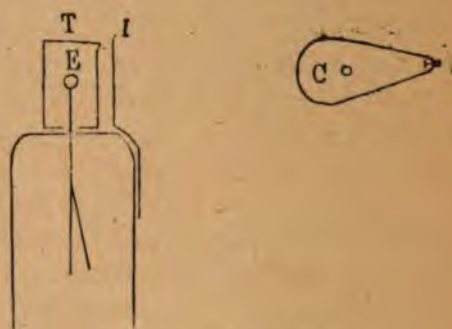



Fig. 1.

da riparare del tutto il tubo T dalle radiazioni del Crookes C, situato a 43 cm. da E. Il tubo T era unito al suolo e l'elettroscopio veniva caricato dall'interno. Da reiterate esperienze risultò che il tubo T era affatto opaco ai raggi X, giacchè la scarica di $\frac{1}{2}^{\circ}$ di E avveniva costantemente in circa 13 minuti, vi fosse o no la lastra o schermo *l*.

Sostituendo al tubo T di piombo uno uguale di alluminio, oppure uno di fitta rete metallica, coperto o no di carta, e alla lastra *l* uno più grande (18 × 21) pure di piombo, i risultati medi ottenuti furono i seguenti:

Esperienze con lo schermo l piccolo 12 × 21 cm.).

E coperto dal tubo:

T di piombo:	E perdè $\frac{1}{2}^{\circ}$ in . . .	12′30″
T d'alluminio:	id. id. . . .	7 00
T di rete	. . . .	1 45
T di rete e carta	. . . .	5′ a 6′

Esperienze con lo schermo l grande (18 × 21 cm).

E coperto dal tubo:

T di piombo:	E perdè $\frac{1}{2}^{\circ}$ in . . .	12′10″
T d'alluminio:	id. id. . . .	8 00
T di rete	. . . .	4 00
T di rete e carta	. . . .	6 46

La scarica di $\frac{1}{2}^{\circ}$ di E, senza tubo e con gl' X avveniva in poco più di 2", tanto con lo schermo *l* piccolo che con quello grande.

I dati qui sopra mostrano, che la scarica di E col tubo di piombo è lentissima, ed è sensibilmente più rapida col tubo di alluminio, per le note ragioni. Essa è ancora più rapida col tubo di rete, pur rimanendo assai lenta, in confronto al caso dell' elettroscopio senza tubi, e si rallenta ancora di più quando il tubo di rete si ricopre con quello di carta.

Siccome la rete e la carta sono quasi completamente trasparenti agl' X, così il ritardo della scarica di E, prodotto dal tubo di rete o di carta, non può attribuirsi alla loro opacità pei raggi flessi, o comunque diffusi, dietro lo schermo *l*; può bensì ritenersi come probabile, che il tubo di rete e, più ancora quello di carta, rallentino la scarica in quanto impediscano, più o meno completamente all' aria circostante attivata dagl' X, di pervenire all' elettroscopio e scaricarlo.

A confermare che nella scarica dei conduttori è l' aria circostante attivata dagl' X che vi prende la maggior parte, furono fatte dall' A. moltissime indagini, alcune delle quali già pubblicate [1]) ed altre che sono qui brevemente esposte.

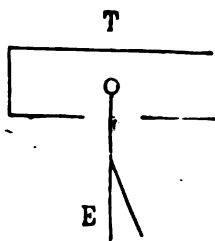



Fig. 2.

L' elettroscopio E fu esposto alla radiazione di un Crookes a pera, al modo consueto, e perdè 10° in 13 a 14"; indi fu coperto da un tubo di zinco T unito al suolo, e chiuso alla parte posteriore (fig. 2).

La scarica fu oltremodo rallentata dal tubo (perdendosi 1° in una ventina di secondi), che pur dava libero accesso agl'X, ma impediva all' aria laterale ed attiva di pervenire all' elettroscopio.

Allontanando l' elettroscopio dal Crookes a 115 cm. ed interponendo fra loro una grossa canna V di vetro (110 × 8,5 cm.)

1) V. Rendiconto Accademia dei Lincei, 1896 a 1898.

chiusa da un disco di piombo *dd* (fig. 3), con un foro nel mezzo di 37 mm., dalle solite misure risultò che

E perdè 3° in 2′52″

cioè E perdè 1° in 57″ circa.

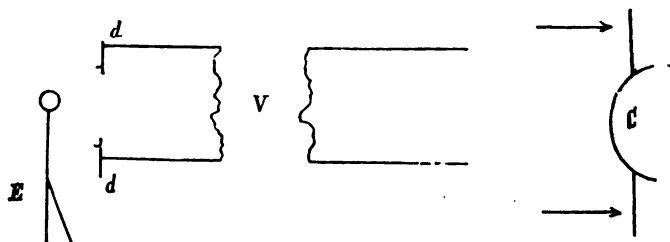



Fig. 3.

Tolta la canna V e messo il tubo di zinco, come nel caso precedente (fig. 2), s' ebbe in media che

E perdè 3° in 3′40″,

cioè 1° in 73″.

E finalmente adoperando il tubo T e la canna V insieme, disposte come nella fig. 4 e ripetute le misure si ebbe che

E perdè 3° in 4′16″

cioè 1° in 85″.

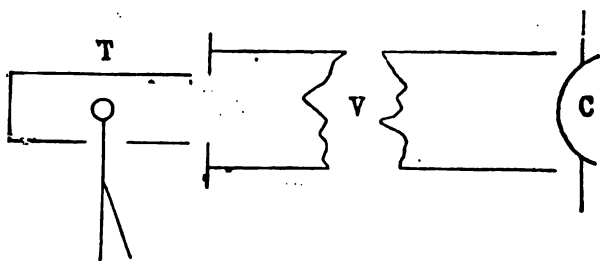



Fig. 4.

Questi diversi modi di sperimentare rallentano tutti più meno la scarica di E, o con l' impedire all' aria circostante attivata di pervenire all' elettroscopio, o col sopprimere i ragg

divergenti che attiverebbero l' aria circostante, o col sopprimere ambedue queste azioni.

Disponendo poi un disco P, di piombo (13 cm. di diametro e dello spessore di 5 cm.) a 12 cm. da E (fig. 5) e facendovi agire il Crookes a circa 1 m.; la scarica fu rapidissima e quasi

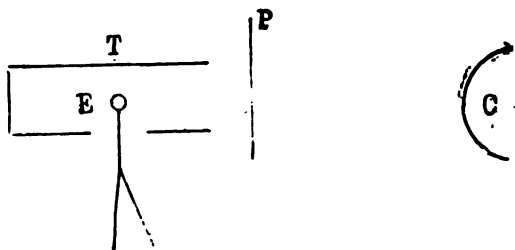



Fig. 5.

come senza disco, perdendosi 10° in 17''. Coperto E col solito tubo di zinco T, la scarica si rallentò oltre misura, perdendo E 1° in parecchi minuti primi; fenomeno che facilmente si comprende dopo quanto si è detto.

II.

In seguito l'A. ha studiato l' effetto dei tubi fatti con diverse sostanze. I fenomeni sono complicati da speciali azioni elettrostatiche.

Adoperando il solito tubo di zinco T, (fig. 2) tenuto isolato sul tappo di paraffina dell' elettroscopio, le durate delle scariche di E prodotte dagl' X in una prima serie furono dapprima rapide, si rallentarono quindi uniformemente fino a prendere un valore costante (1° in 50''). In una seconda serie fatta successivamente dopo aver ricercato l' elettroscopio la scarica fu uniforme fino da principio (1° in 45'),

Analoghe misure furono fatte tenendo il tubo in comunicazione perfetta col suolo, e anche in questo caso la scarica di E fu costante fino da principio (media 1° in 42'').

La differenza nell' andamento della scarica, o col tubo al suolo, come in queste ultime misure, o col tubo isolato, come

nella I serie delle esperienze precedenti, è dovuta all'influenza. Quando il tubo di zinco T è isolato, esso prende e conserva, per l' induzione della carica di E, le due elettricità, come è indicato nella fig. 6. Sotto l' azione degl'X, la carica esterna di T si disperde rapidamente, e quella interna + dissimulerà meglio l' elettricità — di E, che sembrerà scaricarsi sollecitamente in sulle prime. Nel seguito ha luogo la scarica effettiva di E, che procederà lenta ed uniforme. Se invece il tubo T è unito al suolo, l' elettricità esterna — si sperde, e sotto l' azione degli X, avrà luogo la sola scarica effettiva ed uniforme di E, che si effettuerà lentamente fin da principio.

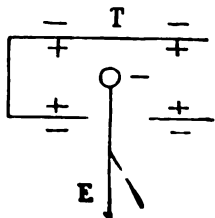



Fig. 6.

Fenomeni analoghi si hanno coi tubi coibenti di paraffina. In altre precedenti esperienze, avendo soprapposto ad E un tubo di paraffina, T, come nella fig. 2 l'A. vide che sotto l'azione degl' X la scarica dei primi 5° a 6° era rapida e poscia si rallentava. Ricaricato E dall' interno, senza toccare il tubo, ed esposte di nuovo alle radiazioni, la scarica rapida era di 2° a 3°; ed alla 5ª o 6ª esperienza la scarica rapida limitavasi a qualche grado solo; la scarica totale avveniva, in seguito, sempre in modo assai lento, per mezzo dell' aria attivata nel tubo dagli X. Se la paraffina erasi, per fusione, fatta aderire al gambo ed alla pallina dell' elettroscopio, si verificava, per l' azione degli X, la sola scarica iniziale rapida per le due o tre prime esperienze, e mancava la scarica lenta totale, per la mancanza di aria intorno alla pallina dell' elettroscopio.

Questi fenomeni, prima scoperti dall'A. [1]), furono, in seguito, osservati da lord Kelvin e descritti nel giornale inglese *Nature*, ma di essi non fu data alcuna spiegazione, che è quella stessa data pei tubi di zinco, come si vede da quanto segue.

Per estendere le esperienze ed istituire dei confronti, fu paragonato successivamente l' effetto del tubo di zinco prece-

1) E. Villari. Sul modo col quale ecc. Rendiconti Lincei, Giugno 1896, Roma.

dente con uno di paraffina di eguale vano interno (16×3,5 cm.) che fu disposto sull' elettroscopio, in T, come nella fig. 2. Fatto agire gl' X su di E, la scarica col tubo di paraffina, fu rapida in principio, e si rallentò per divenir costante in seguito, come col tubo di zinco. La spiegazione è la seguente.

L' elettroscopio E (fig. 6) caricato in — attrarrà sull' esterno del tubo di paraffina elettricità +; la quale vi accorrerà rapidamente sotto l' azione degl' X, e dissimulerà la carica — di E, che sembrerà scaricarsi sollecitamente. Nel seguito la scarica di E sarà lenta e reale per mezzo dell' aria nel tubo attivata dagli X.

L' azione degl' X sul tubo di paraffina può sostituirsi con un' altra qualunque, che ceda all' esterno di esso la carica che richiama l' elettricità dell' elettroscopio.

Difatti si carichi dall' interno l' elettroscopio in — e si faccia lambire con una fiamma a gas non isolata l' esterno del tubo di paraffina, esso acquisterà la carica + attratta, ed E discenderà subito di 5° a 6°: ripetendo l' esperienza, il tubo già carico, poco acquisterà dalla fiamma, ed E discenderà solo di qualche grado. Se dopo queste azioni s' espone l' elettroscopio col tubo alle radiazioni, la scarica sarà lenta ed uniforme fin da principio, ciò che è dimostrato dall' esperienze.

L' azione della fiamma sarà quindi simile a quella dei raggi X, avendo dato, come questi, all' esterno del tubo quella carica, che l' elettricità negativa di E vi richiamava.

Fenomeni identici si verificano caricando l' elettroscopio in +, invece che in —; ed impartendo, in un modo qualsiasi, con gl' X o con la fiamma, all' esterno del tubo di paraffina quella carica che vi è richiamata dall' elettricità dell' elettroscopio.

Quando l' elettroscopio era coperto dal blocco di paraffina, messovi a contatto per fusione, s' ebbe, dopo averlo caricato dall' interno e scaricata la paraffina con fiamma, che la scarica fu lentissima sino dal principio, come per la diffusione ordinaria, ed ottenendosi quindi risultati analoghi ai precedenti ottenuti col tubo di paraffina.

Dopo avere eseguite le misure col tubo di zinco unito al suolo furono subito ripetute nelle stesse condizioni, le

misure col tubo di paraffina eguale, precedentemente scaricato con la fiamma.

La durata media della scarica di 1°, a parte le piccole divergenze nel principio delle misure fu di 48" nella I serie e di 43" nella II, valore questo, presso a poco identico a quello di 42", ottenuto per la scarica di 1° con l'E coperto dal tubo di zinco. Onde s'arguisce che l'effetto dei tubi non dipende dalla conducibilità elettrica o trasparenza loro pei raggi X. Ciò che era da prevedersi, dopo la spiegazione data sul loro modo di agire.

Non pertanto da alcune misure risulta che il tubo di carta ha una azione specifica. Per bene osservare l'influenza della sostanza dei tubi l'A. ne costrui quattro eguali (16 × 3,5 cm.), chiusi ad un estremo, di zinco, di zinco coperto di grosso strato di paraffina, di paraffina e di carta. Tali tubi furono situati sull'elettroscopio, come è indicato nella fig. 2 e vennero eseguite le esperienze al modo solito, caricando E dall'interno e scaricando sempre il tubo, prima di incominciar le misure; le quali, più volte ripetute, dettero per risultati che i tubi di zinco semplice o paraffinato, e quello di paraffina ritardano la scarica dell'elettroscopio, che ricoprono, pressochè egualmente, perdendo esso 1° in circa un minuto e mezzo. Il tubo di carta, invece, ritarda molto di più la scarica, producendosi quella di 1° in oltre 5 minuti primi, a parte le solite irregolarità, che si verificano nel principio delle scariche.

Per confermare questa azione della carta vennero adoperati due tubi, uno di zinco e l'altro di carta, lunghi 322 cm. e di 3,5 cm. di diametro: per essi spingeva, contro di E, una corrente costante di aria o gas luce Xata in apposito recipiente. Le ripetute esperienze mostrarono, che il tubo di carta scemava un poco più di quello di zinco, la virtù scaricatrice del gas, ma le differenze non furono molto notevoli.

Di poi fu ripreso il tubo di zinco (16 × 3,5 cm.), aperto ad entrambi gli estremi, ed una volta fu rivestito internamente di carta da scrivere, piuttosto grossa e bene aderente, ed un'altra volta fu rivestito all'interno con una foglia sottile di zinco onde avere sempre tubi di egual diametro interno. Adattando successivamente cotesti tubi su di E, come nella fig. 2, e spe-

rimentando col Crookes come di consueto, col tubo di zinco, rivestito all' interno di carta, e stato scaricato durante la carica di E, la scarica fu un poco più rapida in principio, come di solito, indi divenne quasi costante, perdendosi in 1° in 3 primi, ad un dipresso; col tubo di zinco rivestito all' interno con lastra di zinco bene aderente la scarica fu costante e durò circa 45″ per 1°: ossia col tubo di zinco, soppannato di carta, la scarica durò circa un tempo quadruplo, che col tubo rivestito di zinco.

In queste misure i tubi si situarono sempre nell' identica posizione; e fu necessario sperimentare con tubi di eguale diametro interno, e quindi rivestire quello di zinco con altra foglia di zinco, per aver sempre lo stesso volume di aria efficace intorno alla pallina dell' elettroscopio, giacchè, come altra volta si è visto, i tubi ristretti ritardano la scarica, a parità di condizioni, più dei larghi.

La medesima azione specifica ha la carta sul gas luce ixato. Chiudendo il tubo di zinco, soppannato di carta o di zinco, alla estremità posteriore con un tappo e spingendovi per un tubo di vetro una corrente costante di gas luce, mentre il tubo era rivolto al Crookes attivo (fig. 2) dalle consuete misure, si potè vedere che col tubo rivestito di zinco l'elettroscopio perdè 1° in circa 43″; con quello rivestito di carta perdè 1° in circa 130″ cioè in un tempo triplo. Il tubo di carta, adunque ha la proprietà di scemare la virtù scaricatrice indotta nel gas luce molto di più che non l' abbia il tubo di zinco.

La trasparenza della carta è perfetta, tanto che la direzione con la quale i raggi X penetrano nel tubo non ha alcuna influenza sul ritardo della scarica prodotta da esso. Così prendendo il solito tubo di carta (16 $\times$ 3,5 cm.) aperto ai due estremi e disponendolo su di E in modo che le radiazioni lo percorressero da un capo all' altro. L' E perdè 1° in circa 3′10″. Indi situando il tubo così che i raggi lo investissero normalmente, attraversandone le pareti; e, del pari, E perdè 1° in circa 3′. Quindi risulta che nei due modi la scarica ha, ad un dipresso la medesima durata, qualunque sia la direzione con la quale i raggi colpiscano il tubo di carta, che apparisce, perciò, di trasparenza perfetta.

Riassunto. — La scarica d'un elettroscopio, per l'azione dei raggi X è dovuta all'aria da essi attivata. Un E (elettroscopio) nell'ombra piena degl'X si scarica per l'aria circostante, che, da questi attivata, subito si diffonde nell'ombra. Perciò interponendo fra l'E ed il Crookes (C), una canna di vetro o di zinco, che sopprime i raggi laterali divergenti, la scarica si rallenta molto: e del pari si rallenta sovrapponendo alla pallina di E un tubo qualunque, che rivolto agl'X impedisca all'aria laterale attivata di raggiungerlo: e più lo rallenta un tubo ristretto perchè meno aria contiene che possa venire attivata.

Quando la pallina di E, insieme ad un coperchio sottile d'alluminio o di carta, che ben la chiude, vengono situati nell'ombra piena dei raggi, l'E si scarica per la loro azione, che quasi, flessi o comunque diffusi, pare penetrino nel coperchio, che pur trovasi nell'ombra. Sostituendo un coperchio eguale di piombo spesso, cessa affatto la scarica.

Coprendo E carico con un tubo di zinco isolato, questo, per influenza, prende all'interno elettricità contraria, ed all'esterno omologa. Esposto agli X in modo che i raggi penetrino nel tubo, essi lo scaricano subito dell'elettricità omologa esterna, ed E per maggiore influenza della carica interna del tubo, s'abbassa di pochi gradi, quasi si scaricasse: indi segue una scarica lenta, effettiva ed uniforme di E, per l'aria nel tubo, attivata dagl'X. Il primo abbassarsi di E può provocarsi scaricando l'elettricità esterna del tubo col dito o con una fiamma. Analogamente accade col tubo di paraffina. Questo sotto l'azione degl'X od anche della fiamma, prende all'esterno l'elettricità contraria, che è attratta da quella dell'E, la cui deviazione per influenza diminuisce subito di alcuni gradi; di poi segue la scarica lenta uniforme e reale per l'aria nèl tubo, attivata dagl'X. Se manca cotesta aria, come nel caso d'un blocco di paraffina colato sul bottone e gambo di E, mancherà la scarica lenta ed effettiva, e s'avrà la sola rapida iniziale, per l'azione degli X od anche della fiamma strisciata all'esterno della paraffina.

Questi fenomeni dei tubi e blocchi di paraffina involgenti l'E furono, già è tempo, descritti dall'A. [1]). Di poi furono os-

1) Villari. Rend. Lincei, Giugno 1896.

servati dal Kelvin e descritti nel giornale inglese *Nature* ma non interpretati. Le precedenti esperienze li chiariscono completamente'

SU UNA NOTA DEL PROF. DE HEEN DELL' UNIVERSITÀ DI LIEGI DAL TITOLO " QUELQUES OBSERVATIONS SUR LES RADIATIONS INFRAELECTRIQUES ET SUR LES EXPÉRIENCES DE M. E. VILLARI „

di E. VILLARI [1]).

(Sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 7°, 2° sem., ser. 5., fasc. 10, 1898).

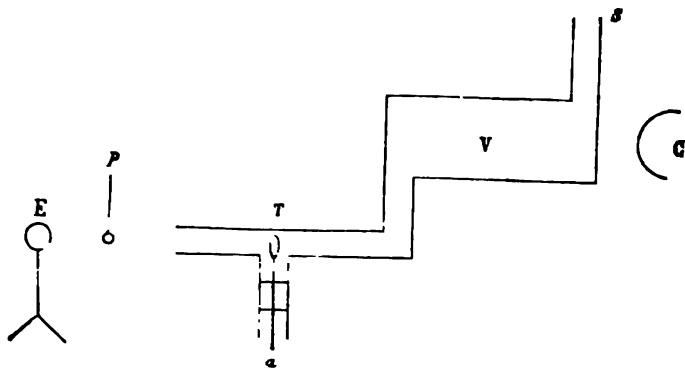
L'A. con un suo lavoro presentato all'Accad. dei Lincei [2]) dimostrò che l' aria attivata dagli X (ixata), spinta per un tubo sopra una pallina o filo metallico elettrizzato, vi perde la virtù di scaricare un elettroscopio con elettricità omologa al filo; e spinta su due fili con cariche opposte vi perde ogni virtù scaricatrice. L' aria ixata si comporta cioè come se le sue diverse particelle avessero cariche eguali ed opposte; delle quali neutralizzandone una, l' aria non può disperdere che una sola elettricità, e neutralizzandole entrambi, l' aria si comporta come aria ordinaria.

Il Prof. de Heen in un recente lavoro, s' occupa di queste ricerche, ed istituisce un' esperienza che crede nuova, ma che fu già eseguita dal Prof. Villari (a pag. 350 del lavoro sopra citato).

Ecco, in breve, questa esperienza. In un vaso cilindrico di piombo V (25 × 12 cm.), a grosse pareti, l' aria era attivata da un Crookes C a pera attraverso una delle basi di sottile foglia di alluminio; indi con una soffieria veniva spinta, con pressione costante, da *s* pel tubo di ottone T, contro l' elettroscopio E. In T vi era un anello, che pel suo gambo *a* potevasi unire al suolo o caricare con una pila a secco. Le cose

1) Extrait des Bull. de l'Accad. roy. de Belgique, 3. sér., t. 25, n. 6, pp. 784-798, 1898.

2) Dell' azione dell' elettricità ecc. Rend. Accad. d. Lincei, Giugno 1897, p. 343.

erano disposte in modo da evitare su di E ogni azione diretta degl' X, e qualsiasi induzione perturbatrice [1]).

Sperimentando coll' anello *a* unito al suolo, l' aria ixata spinta per *s* scaricava rapidamente E comunque elettrizzato. Con l' anello elettrizzato in + od in —, l' aria ixata perdeva nel tubo T ogni virtù scaricatrice, in modo da agire come aria non ixata. Questi risultati furono confermati, per intiero dal de Heen col suo apparecchio, onde egli credette di potere affermare « que l' aire infra-électrisé (ixata) perd de sa pro- « priété de décharger les conducteurs, lorsqu' il à préalable- « ment passé sur un conducteur chargè d' un signe qualcon- que ». E poco dopo aggiunge « L' observation de M. E. Vil- « lari est, *sans aucun doute*, le résultat d' un trasport d' air « électrisé de la sphère à l' électroscope ecc. ».

Anche il Prof. Villari pensò di spiegare il fenomeno ammettendo questo trasporto di elettricità, ma questa spiegazione non regge alla critica; e d' altra parte se vi fosse trasporto di elettricità nell' esperienza del Prof. Villari, dalla pallina *p* debolmente caricata da una pila a secco, all' elettroscopio, que-

1) Nell' apparato del de Heen l' aria era ixata da un focus, attraverso un foglio di cartone, in un ampio tubo di piombo curvo, d' onde con un mantice, veniva spinta contro l' elettroscopio contenuto in una cassa di piombo unita al tubo: ed in questa, invece dell' anello *a* della figura, trovavasi un disco di rame isolato, che il de Heen caricava con una macchina Holtz.

sto dovrebbe esser maggiore nella disposizione usata dal Prof. De Heen, che caricava il disco con una macchina di Holtz. In secondo luogo è da notarsi che il Prof. Villari non è riuscito a caricare l' aria usando il fiocchetto di una piccola macchina di Voss.

Ma come l'A. ha già fatto notare [1]), l' anello o disco *a* elettrizzato, risveglia sulla superficie interna del tubo metallico una carica opposta. Perciò l' aria ixata, spinta fra l' anello od il disco ed il tubo, passa su due cariche opposte e non già sopra una soltanto, come opina il Prof. de Heen. Quindi da questa esperienza non può ammettersi che l' aria ixata perde ogni sua virtù scaricatrice, passando sopra *un conduttore* comunque carico [2]): solo si può dire che l' aria ixata *si comporta come se fosse dotata* delle due cariche opposte.

Alla stessa maniera l' aria ixata, passando per un ozonatore vi perde ogni sua virtù scaricatrice.

Ed è appunto per evitare i disturbi provocati dall' induzione nel tubo metallico, che l' A. si indusse a far passare l' aria ixata sulla pallina esterna elettrizzata *p*, e così riuscì a ridurre l' aria ixata in condizioni da scaricare una sola delle due elettricità [3]).

In conclusione può dirsi, che l' idea del trasporto delle cariche, ammessa dal de Heen per ispiegare i fenomeni studiati dal Prof. Villari, non può sostenersi con ragione. Circa l' ipotesi della duplice carica delle particelle dell' aria, che guidò l' A. a scoprire i vari fatti da lui studiati, è stata sempre da lui invocata per semplice comodo e con le più ampie riserve. Tali fenomeni hanno bisogno d' ulteriori investigazioni.

---

1) Villari, l. c., pp. 350 e 351.
2) Vedi più sopra le parole del de Heen riportate in francese.
3) Id., pag. 347, tabella III.

LIBRI NUOVI

L'ALLUMINIO,

del Dott. CARLO FORMENTI.

(L. 3,50, U. Hoepli, Milano).

Con questo manuale la collezione Hoepli si arricchisce di un lavoro importante e di grande attualità, mentre viene colmata una lacuna assai deplorevole, specialmente dopo gli immensi progressi dell' industria e degli usi dell' alluminio.

L'A. ha saputo trattare l' argomento con chiarezza, ordine e profonda competenza, dopo molto tempo di studi, viaggi ed accurate ricerche, senza niente tralasciare di quanto si scrisse sinora sul nominato metallo, perciò l' opera si può considerare addirittura come una *monografia sull' alluminio.*

Lo scopo del manuale è di riuscire pratico oltrechè completo, e l' alluminio vi si trova esposto in modo esauriente: storia, minerali, metodi di produzione, leghe, composti, usi, lavorazione, considerazioni igieniche, esperienze originali, valore commerciale, confronto con altri metalli, sua probabile industria in Italia ecc.; tutto con grandissima chiarezza in dieci capitoli.

Numerose figure (67) e tavole (19), fra cui molte originali, fanno complemento alla materia esposta; notevoli quelle figure, di un genere nuovo, riguardanti le *sezioni microscopiche* di leghe di alluminio.

In Italia è questo il primo lavoro del genere che viene pubblicato ed è più completo dei pochi consimili stranieri: onde verrà certo accolto favorevolmente non solo nel mondo scientifico e industriale, ma anche da tutti coloro che seguono con interesse nella sua curva ascendente questo nuovo metallo destinato ad essere, per dirla con Weldon « *il ferro dell' avvenire* ».

M. ALLEGRETTI.

NICHELATURA, ARGENTATURA E DORATURA,

dell' Ing. I. GHERSI.

(L. 3,50, U. Hoepli, Milano).

In questo manualetto i nostri industriali troveranno condensate e chiaramente esposte le norme per rivestire sia i metalli, sia le sostanze organiche con altri metalli, per mezzo dell' elettricità o di altri metodi conosciuti.

Premessi alcuni cenni sulla scelta dei generatori di elettricità, delle vasche per bagni galvanici e del modo di rivestirle con sostanze che rendano il bagno perfettamente stagno, l'A. si diffonde a lungo, essendo questo di somma importanza in tali operazioni, sulla pulitura dei diversi metalli. Passa quindi a trattare con chiarezza e precisione grandissime della nichelatura, argentatura, doratura, ramatura, platinatura, di metalli e di sostanze organiche e con questa trattazione termina la prima parte dell' opera.

Nella seconda parte sono esposti i processi pel rivestimento degli oggetti cogli altri metalli e colle leghe, la metallizzazione delle sostanze non conduttrici, uno studio sperimentale dei bagni galvanici, ricette e procedimenti diversi.

L'A. ha voluto accrescere l' importanza della sua opera, esponendo i procedimenti recentissimi il che è sommo pregio in libri che trattano di elettricità e di chimica.

M. Allegretti.

LEZIONI DI ELETTROTECNICA, DETTATE NEL R. MUSEO INDUSTR. ITALIANO IN TORINO,

da GALILEO FERRARIS.

(Torino, Roux, Frassati e C.)

Vol. I. Fondamenti scientifici dell' elettrotecnica.

Questo libro è stato composto sugli appunti presi dall' ingegnere Lorenzo Ferraris alle lezioni professate nella Scuola di elettrotecnica del R. Museo industriale di Torino dall' illustre Galileo Ferraris. Alcune carte lasciate dal compianto professore, la sua *Teoria geometrica dei campi vettoriali* pub-

blicata per cura del Prof. Segre nelle Memorie della R. Acc. di Torino (vol. 47, anno 1897) e i consigli degli Ing. F. Pescetto e G. B. Maffiotti, che con l'illustre estinto ebbero continua dimestichezza scientifica, hanno agevolato l'opera del compilatore, il quale è stato messo in grado di rendere molto fedelmente il pensiero che guidava il suo Maestro nel dettare quelle lezioni, che si fanno ammirare per la limpidezza dell'esposizione, il rigore del ragionamento e la elevatezza e la modernità dei concetti.

Il libro comincia con l'esposizione dei teoremi generali sui vettori, trattando il campo di un vettore e il campo di una forza qualunque, particolarmente quello delle forze newtoniane. Questa parte è un breve riassunto, in linguaggio algebrico ordinario, della teoria dei campi vettoriali, che nella Memoria sopra citata è esposta secondo i concetti dei quaternioni.

Il capitolo II tratta dell'elettricità; e dopo avere esposto le nozioni di elettrostatica dando alle esperienze fondamentali una fisionomia originale, sono spiegate le idee di Faraday sulla polarizzazione dei dielettrici, e quelle del Maxwell sullo spostamento elettrico. Tale spostamento è una grandezza vettoriale, il cui valore è dato dalla quantità di elettricità che, nell'atto della polarizzazione, attraversa l'unità di superficie ad esso normale; ed è fatto notare che dato lo spostamento in ogni punto, sono affatto determinate le condizioni del campo. Ora, ciò che può costatarsi coll'esperienza in un campo elettrico è solamente l'esistenza della forza; e nel concetto newtoniano si considera la divergenza della forza, dicendo che dove la divergenza è diversa da zero, vi è una massa elettrica. Il Ferraris invece, seguendo il concetto di Maxwell, considera direttamente il vettore in ogni punto, e lo immagina materializzato; e questa finzione è meno artificiosa di quella newtoniana, sulla quale presenta il vantaggio di considerare direttamente il dielettrico, che l'esperienza dimostra esser la sede dei fenomeni elettrici.

Questo concetto dello spostamento introduce allo studio della corrente elettrica e dei suoi effetti, e a proposito della legge di Joule è fatto notare che avendosi fra i vari punti di

un conduttore, percorso da corrente, delle differenze di potenziale, anche il conduttore è sede di un campo elettrico. Però, mentre in un dielettrico, una volta prodotto lo spostamento, il campo permane senza ulteriore spesa di energia, nel conduttore invece il campo dura solo finchè dura la corrente: per conservarlo occorre quindi spendere una certa energia che si dissipa sotto forma di calore. Si chiarisce così sempre meglio il concetto di Faraday, che l' essere conduttore è una proprietà elettricamente negativa.

Dopo avere esposto le leggi dell' elettrolisi e l' ipotesi di Grotthus, il capitolo II si chiude con una sintesi dei fenomeni elettrici che si presentano nei coibenti e nei conduttori, collegando quell' ipotesi col concetto di polarizzazione e di spostamento. Per la polarizzazione, in un dielettrico che sia compreso fra due lastre mantenute a potenziale diverso, si destano delle reazioni elastiche, che si appongono ad un ulteriore spostamento e si forma un campo elettrico che dura fino a che dura l' equilibrio fra le forze deformatrici e le reazioni elastiche. Se fra le due lastre è compreso invece un conduttore, mancando le reazioni elastiche, lo spostamento di elettricità può durare fino a che le due lastre non abbiano acquistato lo stesso potenziale; e se queste son mantenute a potenziale costante, si stabilisce uno spostamento continuo, ossia una corrente continua di elettricità. Se il conduttore è un elettrolito, la polarizzazione determina la scissione e la ricomposizione delle molecole, e l' elettricità si trasporta da un elettrodo all' altro per convezione, insieme con le particelle materiali dell' elettrolito.

Il capitolo III è dedicato al magnetismo, e vi sono studiate le forze magnetiche, il campo magnetico, la magnetizzazione, la distribuzione del magnetismo nei magneti, le forze nell' interno dei magneti e l' energia di un campo magnetico. In questa trattazione è usato il concetto dello spostamento e del circuito magnetico.

Nel capitolo IV è studiato l' elettromagnetismo partendo dal principio che le variazioni dello spostamento elettrico dànno luogo a forze magnetiche, e quelle dello spostamento magnetico a forze elettromotrici.

Le correnti variabili ed alternative sono studiate nel capitolo V insieme alle correnti di scarica dei condensatori. Dopo avere esposto la teoria generale delle scariche oscillanti, questo capitolo si chiude con lo studio delle correnti di Tesla e dei parafulmini.

Notevole per chiarezza e semplicità è il capitolo VI, che tratta della propagazione delle perturbazioni elettromagnetiche, cioè della teoria maxwelliana della luce, e delle esperienze di Hertz che ne hanno fornito la conferma sperimentale.

Questo importante capitolo si chiude con l'esposizione della teoria del Poynting sulla propagazione dell'energia in un campo elettromagnetico, teoria che ha acquistato grande valore dopo che le esperienze di Hertz confermarono le vedute di Maxwell, dalle quali il Poynting la dedusse.

L'equazione fondamentale di questa teoria è

$$W = \frac{1}{4\pi} \int A_{ni} \, d S$$

nella quale A_{ni} è la proiezione del vettore A che ha per grandezza il valore $F \mathbf{H} \operatorname{sen} \theta$ dell'area del parallelogrammo che ha per lati la forza elettrica F e quella magnetica $\mathbf{H}$, e per direzione la normale al piano $F\mathbf{H}$, di verso tale che il sistema A, F, $\mathbf{H}$ sia destrorso; e tale equazione esprime che la quantità di energia, che nell'unità di tempo penetra nello spazio limitato da una superficie S qualunque, è data dal prodotto di $\frac{1}{4\pi}$ pel flusso, entrante per la superficie, del vettore A sopra detto.

Le idee del Poynting servono a chiarire sempre più il concetto che anche nel caso della corrente elettrica l'energia si propaga nel dielettrico e non nel conduttore. Il Ferraris a questo proposito fa notare che il metallo del filo non è il materiale attivo del meccanismo trasmittente, ma che è invece un materiale passivo, che nel funzionamento di tale meccanismo interviene con la sua cedevolezza. In mezzo al dielettrico circostante, che è il corpo ove le forze hanno sede e si trasmettono, il filo non fa altro che stabilire una linea di debolezza, la quale fa si che la propagazione dell'energia av-

venga in una direzione determinata; il filo non è la sede del fenomeno principale, ma semplicemente determina per il fenomeno un asse. Il conduttore non rappresenta un canale lungo cui l' energia viaggi, ma uno spazio verso cui una parte dell' energia converge e in cui va a dissiparsi.

Ora l' ipotesi del Poynting consiste nel ritenere che l' energia si trasmetta nella direzione del vettore A sopra accennato; ma il Ferraris fa notare che infinite altre ipotesi sul modo di propagazione dell' energia sono ugualmente conciliabili con l' equazione fondamentale sopra citata. Questo modo di propagazione supposto dal Poynting non è che uno fra gli infiniti modi possibili; ma non è detto che debba sempre esser quello effettivo.

Il libro si chiude con un riassunto semplice e chiaro delle ragioni, che fanno ritenere che l' energia si trasmetta realmente nel dielettrico e non nel conduttore; ed una breve appendice tratta delle unità di misura, pratiche ed assolute, secondo ciò che fu stabilito dal congresso degli elettricisti tenuto a Chicago nel 1893.

Questi brevi cenni basteranno a far comprendere l' importanza di questo libro, nel quale si tratta l' elettrologia secondo quei concetti moderni, che sarebbe desiderabile fossero ormai introdotti comunemente nell' insegnamento.

A. STEFANINI.

RIVISTA

Comptes Rendus, T. CXXVII. Luglio e Agosto 1898.

LIPPMANN. *Sulla produzione del moto pendolare senza perturbazione — Pendolo geodetico* (pp. 15-18). — Per togliere l' inconveniente della variazione della durata di oscillazione dei pendoli che sono posti in movimento da un sistema di orologeria, l'A. propone che si mantenga il movimento con una serie di impulsi istantanei, alternativamente uguali e di segno contrario, da applicarsi ogniqualvolta il pendolo passa per una data ordinata. L'A. calcola il valore della perturbazione che in essa esisterebbe e ne deduce il valore dell' impulso necessario ad annullarla. In seguito

l'A. applica queste considerazioni al pendolo geodetico, il quale mediante gli impulsi suddetti, potrebbe esser mantenuto indefinitamente in azione, eseguendo delle oscillazioni di piccolissima ampiezza.

BECQUEREL H. e DESLANDRES H. *Nuove osservazioni sul fenomeno di Zeeman* (pp. 18-24). — Gli A. hanno usato nelle ricerche un campo magnetico la cui intensità si elevava sino a 35000 unità (C. G. S.) ed uno spettroscopio fotografico a reticoli di Rowland. Dopo aver studiato gli spettri a bande dei poli negativo e positivo dell'azoto, e quelle attribuite al carbonio e al cianogeno, gli A. hanno studiato gli spettri di linee comprese fra $\lambda = 5000$ e $\lambda = 2200$. Hanno trovato che in alcuni di questi spettri, al contrario di quelli già osservati dal Michelson, le linee dello spettro delle vibrazioni parallele al campo comprendono le linee delle vibrazioni perpendicolari. Inoltre gli A. hanno scoperto alcune linee quintuple ed hanno iniziato la ricerca delle leggi dello sdoppiamento delle linee spettrali.

BRANLY E. *Una copertura metallica non si lascia attraversare dalle oscillazioni hertziane* (pp. 43-46). — Usando un radiconduttore come rivelatore delle correnti indotte, l'A. ha stabilito sperimentalmente che le oscillazioni hertziane sono completamente arrestate da una copertura metallica anche molto sottile, purchè essa fosse ermeticamente chiusa. Questo però già era stato provato dalle esperienze del Prof. Righi [1]).

SAGNAC G. *Meccanismo della scarica operata dai raggi X* (pp. 46-48). — Poichè i metalli trasformano i raggi X in raggi secondari S che esercitano sul gas ambiente un'azione della stessa natura di quella dei raggi X incidenti, la scarica dei raggi X resulta la somma di almeno due effetti di cui è sede il gas sottoposto al campo elettrico. Ora l'A. ha mostrato sperimentalmente che l'*effetto secondario* dovuto ai raggi S è completamente sufficiente a spiegare l'azione propria del metallo.

AMAGAT E. H. *Sulla compressibilità dell'aria considerata come un miscuglio gassoso* (pp. 88-90). — L'A. aveva stabilito in un suo classico lavoro [2]) che: *nell'aria l'ossigeno e l'azoto sembrano comprimersi separatamente come se fossero soli, non alla pressione ch'essi risentono nel miscuglio, ma a quella del miscuglio medesimo.* Questo fatto è stato recentemente riconosciuto colle ricerche sperimentali di Leduc e Sacerdote e di Daniel Berthelot.

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, (5), t. 6, fasc. 3.
2) Annales de Chimie et de Physique, 1880.

Però essi hanno rilevato nei loro dati vari casi di divergenze dalla legge suddetta.

Ora l'A., coi dati ottenuti nelle sue esperienze antecedenti ha costruito delle tabelle, le quali mostrano che alla temperatura di 0°, mentre la pressione varia da 100 a 3000 atm. la somma dei volumi occupati separatamente dall'ossigeno e dall'azoto (contenuti nella massa che occupa nelle condizioni normali l'unità di volume) ad ogni particolare valore della pressione, è uguale al volume della stessa massa, di aria, nelle identiche condizioni.

L'A. osserva però che per assicurare rigorosamente la legge di cui si tratta occorrerebbe seguire il fenomeno in una regione che comprendesse il punto critico di uno almeno dei due gas; ma questo finora non è stato fatto da alcuno.

Guillet A. *Sopra un modo di funzionamento del pendolo* (pp. 94-97). — L'A. ha realizzato un pendolo che mantiene l'uguaglianza rigorosa di periodo e che è privo di perturbazioni, applicando i concetti esposti dal Lippmann nella sua nota precedente.

Gutton C. *Sul passaggio delle onde elettro magnetiche da un filo primario ad un filo secondario che gli è parallelo* (pp. 97-99). — L'A. ha esperimentato secondo il metodo elettrometrico del Bjerknes ed ha trovato che le onde secondarie hanno lo stesso periodo e lo stesso smorzamento delle le onde primarie: nel passaggio delle onde al conduttore secondario soltanto l'ampiezza di oscillazione è diminuita a causa della riflessione lungo il filo primario.

Branly E. *Telegrafia senza fili e collisioni in mare* (pp. 171-173).

Villard P. *Sui raggi catodici* (pp. 173-175). — Quando si diminuisce progressivamente la pressione in un tubo di Crookes, ad es. cilindrico, a catodo piano, largo e centrato, l'*afflusso* catodico riveste, al principio della sua apparizione, quasi tutto il catodo, uniformemente. Continuando a fare il vuoto lo spazio oscuro aumenta ed interviene l'azione repulsiva delle pareti. La parte esterna della corrente gassosa che si manifesta è respinta verso l'asse e sul catodo si produce una regione centrale uniforme circondata da un anello più luminoso. Ad un vuoto ancora più approssimato i contorni interni dell'anello si ricongiungono e si ristabilisce l'uniformità. L'afflusso poi continua a decrescere colla pressione fino ad essere soppresso ed allora la corrente non passa più nel tubo.

L'A. ha studiato poi la propagazione dei raggi catodici ed ha trovato che due fascetti catodici sono senza azione mutua apprezzabile e che l'elettrizzazione dei raggi catodici è sufficiente a spiegare gli effetti di attrazione e repulsione osservati.

RIGHI A. *Sull' assorbimento di luce prodotto da un corpo situato in un campo magnetico* (pp. 216-218). — Cfr. N. Cim. (4), t. VIII, pag. 102.

BRANLY E. *Resistenza elettrica al contatto di due dischi di uno stesso metallo* pp. 219-231). — L'A. ha trovato che formando una pila a colonna di dischi di uno stesso metallo, gravati di un peso leggero, nel caso che si trattasse di dischi di zinco o di rame la resistenza elettrica era nulla, ma se si trattava di dischi di alluminio, di ferro o di bismuto, la resistenza era molto rilevante ma decresceva col tempo.

VILLARD P. *Sulla diffusione dei raggi catodici* (pp. 223-234). — L'A. sostiene che l'illuminazione emisferica della parete anticatodica di un tubo focus, da S. P. Thomson attribuita a dei *raggi paracatodici*; è invece dovuta a veri raggi catodici provenienti dalla diffusione dei raggi principali.

BUISSON H. *Misura della velocità delle particelle elettrizzate nella scarica operata dalla luce ultravioletta* (pp. 224-226). — L'A. ha constatato che tale velocità è indipendente dall' intensità della luce adoperata: in prima approssimazione sembra invece essere proporzionale al campo.

Le velocità misurate dall'A. variarono da 25 cm. al secondo, in un campo di 10 volts per cm., sino a 135 cm. al secondo in un campo di 60 volts. Però i resultati precedentemente ottenuti dal Prof. Righi, danno per queste velocità dei valori molto più grandi.

AIGNAN A. *Sulla teoria dei tubi ad ancia* (pp. 268-270). — L'A. mostra che leggi date da Helmholtz per la produzione e propagazione del suono in un tubo cilindrico in cui l'aria è posta in vibrazione da uno stantuffo animato di un moto vibratorio, non sono affatto applicabili al caso di un tubo ad ancia elastica.

GOLDSTEIN E. *Sui raggi catodici semplici* (pp. 318-320). — L'A. polemizza col Deslandres circa i rispettivi lavori relativi ai raggi catodici.

JANET P. *Sulle commutatrici* (pp. 351-353).

SEGUY G. *Modificazioni delle pressioni interne esercitate sui recipienti chiusi e vuoti e sottoposti alle influenze delle correnti elettriche* (pp. 385-387). — L'A. ha trovato che la pressione interna in un tubo a vuoto non è nè costante nè uniforme in tutte le parti del recipiente, quando esso è attraversato da una corrente elettrica qualunque.

E. CASTELLI.

The Physical Review. Vol. 6. Maggio e Giugno 1898.

Barnett S. J. *Sulla tensione superficiale dei liquidi sotto l'influenza dell'induzione elettrostatica* (pp. 257-284). — Il metodo usato dall'A. per misurare la tensione superficiale è quello conosciuto degli increspamenti, col quale si calcola la tensione mediante la formula del Kelvin che dà la velocità di propagazione, sopra la superficie d'un liquido perfetto, di una serie di onde di ampiezza infinitamente piccola. La serie di onde è prodotta da un galleggiante rigidamente unito ad una branca di un elettro-diapason il cui numero di vibrazioni vien dato per confronto, col metodo del Lissajous, con un altro elettro-diapason campione. Le onde prodotte vengono osservate con un metodo stroboscopico e se ne può misurare la lunghezza.

Elettrizzando il liquido per mezzo di una macchina Holtz si può vedere se cambia la lunghezza delle onde prodotte dal diapason, e quindi se varia la tensione superficiale. L'A. trova che portando l'acqua e il mercurio ad un potenziale di 12 mila volta non si ottiene nessun cambiamento apprezzabile nella loro tensione superficiale. Per decidere completamente la questione occorreva sperimentare con un potenziale molto più elevato e il più uniforme possibile. A questo scopo l'A. fa servire da armatura d'un condensatore ad aria la superficie del liquido in esame; l'altra armatura è costituita da stagnola tesa sopra una lastra di vetro, posta parallela alla superficie del liquido. I potenziali usati giungono fino a 30 mila volta e sono misurati con un elettrometro condensatore. Dalle esperienze fatte risulta che l'effetto sulla lunghezza d'onda è indipendente dal segno della elettrizzazione ed è molto più grande per l'acqua che pel mercurio.

Child C. D. *Sull'abbassamento del potenziale alla superficie di un metallo esposto all'azione scaricatrice dei raggi X* (pp. 285-296). — È noto che se una corrente elettrica passa attraverso l'aria posta fra una punta e uno schermo metallico ad essa opposto, il gradiente del potenziale aumenta notevolmente nelle vicinanze dello schermo. L'A. si propone qui di vedere se un effto simile viene alterato dalla presenza di raggi X. La disposizione sperimentale è la seguente: fra due lamine metalliche, ad una differenza di potenziale costante, si trova l'estremità d'un gocciolatore Thomson, l'acqua del quale è in comunicazione con una coppia di quadranti di un elettrometro, del quale l'altra trovasi unita ad un tal punto d'una pila da avere circa lo stesso potenziale della prima.

L'A. determina il potenziale variando la sostanza fra le lamine, e ripete le stesse determinazioni sotto l'influenza dei raggi X. In

generale trova che la curva dei risultati ha la stessa forma di quella che si ottiene quando l'elettricità passa a traverso un gas rarefatto. Varia poi in molti modi le esperienze, le quali mostrano che:

a C'è un grande abbassamento di potenziale alla superficie di un metallo quando la scarica è causata dai raggi X;

b Quest'abbassamento di potenziale è diminuito se i raggi X battono sul metallo:

c È diminuito ancora di più quanto più il metallo assorbe i raggi X.

È interessante osservare che quest'ultimo risultato ha qualche analogia con quello trovato nel caso che la scarica sia operata dalla luce ultra violetta. poichè fu trovato avere una parte importante nel fenomeno l'assorbimento della luce per parte del metallo.

GORDON WEBSTER A. *Determinazione sperimentale del periodo di oscillazioni elettriche* (pp. 297-314). — Scopo di questa memoria è la verificazione sperimentale della formula che dà il periodo di oscillazione della corrente alternativa che si produce allorchè si scarica un condensatore sur un circuito con autoinduzione; ma poichè tale ricerca è stata fatta da Helmholtz prima e poi da Schiller, l'A., seguendo senz'altro il loro metodo, si propone di dare in misura assoluta, secondo il sistema d'unità elettriche oggi in uso, il valore delle quantità che entrano nella formula. La disposizione sperimentale usata è affatto diversa da quella dei due predetti scienziati, i quali, mediante un pendolo interruttore, interrompevano una corrente primaria che attraversava un rocchetto d'induzione, e misuravano nell'istante susseguente la differenza di potenziale agli estremi del secondario, in comunicazione con un condensatore, per mezzo d'un elettometro a quadranti.

L'A. invece evita l'uso d'un rocchetto d'induzione, poichè è noto che gli strati di filo di un rocchetto agiscono come un condensatore del quale è impossibile calcolare la capacità; adopra un rocchetto opportuno del quale è facile conoscere la capacità, e ne determina il coefficiente d'autoinduzione dalle dimensioni geometriche. Il condensatore è ad aria e la sua capacità è calcolata dalle sue dimensioni. L'interruttore a pendolo di Helmholtz è sostituito da un interruttore a gravità, il quale consiste in un cilindro d'acciaio che, sostenuto da un'elettro-calamita, può farsi cadere da diverse altezze per interrompere o chiudere un circuito con celerità variabile.

Insieme alla verificazione propostasi l'A. dai resultati ottenuti calcola il valore del rapporto v delle unità, e trova $v =$ 3, 0259 $\times$ 10^{10} cm. sec. coll'errore dell'1 %.   G. ERCOLINI.

Annales de Chimie et de Phys. 7ª serie, T. 15.
Ottobre 1898.

DÉCOMBE L. *Risonanza multipla delle oscillazioni elettriche* (pp. 156-202). — L'A. si è proposto di risolvere sperimentalmente la seguente questione: Un dato eccitatore emette una sola specie di radiazione, ciò che è il caso, in ottica, d' una sorgente di luce monocromatica, o produce invece uno spettro continuo di radiazioni, come fa una sorgente di luce bianca? Ripetendo le esperienze di Hertz, Sarasin et de la Rive osservarono che, nei fenomeni di onde stazionarie, il valore dell' internodo è variabile col risonatore impiegato, e non sembra dipendere in alcun modo dall'eccitatore. Questo fatto, che chiamarono *risonanza multipla*, li condusse a supporre che la radiazione emessa dall' eccitatore non è semplice, ma in realtà costituisce uno spettro continuo d' oscillazioni, nel quale il risonatore vibra all' unisono di quella che gli è propria. Secondo l'A. peraltro questa spiegazione non è accettabile, poichè, se l' eccitatore emette una serie di radiazioni formanti una scala continua, la teoria del Thomson non gli è più applicabile, giacchè questa conclude per l' esistenza d' una sola radiazione; ed allora non si vede più per qual meccanismo le oscillazioni nascono nell' eccitatore. Il Poincaré propose un' altra teoria della risonanza multipla, che mantiene la teoria del Thomson, e quindi essa è la sola attualmente possibile. In essa si fanno due ipotesi: *a)* l' eccitatore e il risonatore possiedono ciascuno un periodo proprio ben determinato; *b)* le oscillazioni dell' eccitatore si smorzano molto più rapidamente di quelle del risonatore. Con queste due ipotesi l'A. svolge la teoria del fenomeno, e giunge a dimostrare che esse permettono di spiegare tutte le particolarità della risonanza multipla.

Esaminando tutte le numerose esperienze fatte, relative a questo fenomeno, l'A. mostra che i metodi più differenti, termo-elettrico, bolometrico, elettrometrico, micrometrico, concordano per stabilire l' esistenza lungo i fili di propagazione d' una oscillazione unica, di periodo perfettamente determinato. Di più molti altri lavori sperimentali verificano, in tutte le loro conseguenze, le due ipotesi del Poincaré sopra riportate.

Si può peraltro fare una critica generale contro le esperienze fin qui fatte e nelle quali si fa uso d' un filo di propagazione; ed infatti, se si osserva nel sistema dei due fili una oscillazione di periodo e di smorzamento determinati, non si può desumere necessariamente che l' eccitatore non ne emetta altre. Ecco perchè

l'A. riprende ora la questione con un metodo assolutamente diretto, nel quale non intervengono nè risonatori, nè fili di propagazione, nè alcun sistema estraneo all' eccitatore, consistente nel dissociare, con uno specchio girante, la scintilla attraverso la quale ha luogo la scarica oscillante.

Con un' accurata discussione teorica l'A. dimostra che l' eccitatore dev' essere chiuso, simmetrico e di resistenza più piccola possibile; l' esperienza sola indicherà il rapporto che deve esistere fra la sua capacità e la sua auto-induzione, affinchè le oscillazioni possano fissarsi sur una carta sensibile.

Esso è costituito di tre parti distinte e facilmente separabili: il condensatore, il circuito di scarica e il micrometro a scintille. Il primo è a capacità variabile, e consta di dodici lastre di ottone immerse in un bagno di olio. Il secondo si compone di due solenoidi destrorsi, disposti parallelamente, un polo dei quali comunica col micrometro a scintille. Due fili flessibili servono a comunicare le armature del condensatore con un punto qualunque di ogni solenoide: spostando la comunicazione si fa variare la lunghezza utile del solenoide corrispondente. e quindi l' auto-induzione del sistema. Il terzo è costituito da due sferette che pescano nell' olio di vasellina. L' immagine della scintilla cade prima sopra uno specchio girante, mosso da un motore apposito e che fa dai 400 ai 500 giri al secondo; e da questo poi viene riflessa sopra una carta molto sensibile, che si sviluppa con un bagno speciale.

Vien presa ogni cura sia perchè l' interruttore del rocchetto funzioni con regolarità, sia perchè lo specchio ruoti con velocità costante, sia perchè le fotografie riescano nettissime.

L' applicazione dello specchio girante allo studio dell' eccitatore elettrico, mostra la presenza in quest' apparecchio d' una oscillazione unica ben definita. Bisogna dunque rifiutare la spiegazione di Sarasin et de la Rive; l' eccitatore possiede un periodo ed un ammortimento ben determinati.

Non è neppure ammissibile l' altra spiegazione secondo la quale in ogni scarica, grazie al riscaldamento dovuto alla scintilla, ci sarebbe una serie d' oscillazioni successive di periodo progressivamente decrescente; perchè nelle prove ottenute dall'A., tutte le oscillazioni d' una medesima scarica erano sensibilmente uguali.

La sola interpretazione possibile della risonanza multipla è quella del Poincaré.

G. Ercolini.

Philosophical Magazine. Vol. 45, Ottobre 1898.

Ayrton W. E. e Mather T. *Galvanometri* - III memoria - (pp. 349-379). — Come nelle memorie precedenti gli A. raccolgono in questa i dati principali relativi alle diverse forme conosciute di galvanometri, aggiungendovi le indicazioni sui tipi di recente costruzione, come ad esempio gli oscillografi. Per ciascun galvanometro viene indicato il periodo di oscillazione, la deviazione in divisioni per microampère per una scala distante 1000 divisioni dallo specchio, quella che si avrebbe se il periodo fosse di 10 sec., e quella che corrisponderebbe, nelle medesime condizioni, ad una resistenza dei rocchetti uguale ad 1 ohm. Per gli apparecchi usati col metodo balistico, viene indicata anche la deviazione per microcoulomb nelle stesse condizioni precedenti.

Le tavole che accompagnano questa memoria, contengono molte altre utili indicazioni, e gli A. trattano anche alcune questioni importanti della galvanometria, come ad es. l' uso dei galvanometri come ammetri o come voltmetri, l' uso di sistemi a periodo breve o lungo nei metodi di zero; il moto non smorzato e quello aperiodico.

Wood R. W. *Dispersioni anormali della cianina* (pp. 380-386). — L'A. ha preparato dei prismi di anilina solida, di angolo rifrangente abbastanza grande e con superficie ottiche perfette, mescolando l' anilina col balsamo del Canadà. Per neutralizzare l'effetto del balsamo, si adopra un prisma di questa sostanza, di angolo uguale, ed opposto al primo, come nel caso dei solventi liquidi. Con la cianina l'A. riuscì anche a fare dei prismi bellissimi fondendola fra due lastre inclinate di vetro. Con uno di tali prismi che ha un angolo di 12′, 35″ si ha il modo di proiettare lo spettro anormale, lungo 15 cm., nel quale i colori si succedono nell' ordine verde, bleu e rosso. La nota contiene le lunghezze d'onda delle diverse righe, coi respettivi indici di rifrazione.

Campbell Swinton A. A. *Sulla circolazione della materia gassosa residua nei tubi Crookes* (pp. 387-393). — *Alcune altre esperienze sulla circolazione della materia gassosa residua nei tubi di Crookes* (pp. 393-395). — Con tubi opportunamente costruiti e per mezzo di molinelli mobilissimi ad alette di mica, o di mica metallizzata, che si potevano portare fra il catodo e l' anodo, o in una regione del tubo non percorsa dai raggi catodici, l'A. ha messo in evidenza che entro il tubo si ha, ad alte rarefazioni, una corrente gassosa diretta verso l' anodo, che rappresenterebbe la corrente di ritorno delle particelle scagliate dal catodo. Le esperienze riescono meglio provocando i raggi catodici con una piccola Wimshurst che col rocchetto di Ruhmkorff.

SCHUSTER A. *Sugli effetti possibili della magnetizzazione solare sulle variazioni del magnetismo terrestre* (pp. 395-402). — Nei diversi tentativi che sono stati fatti per stabilire una periodicità negli elementi del magnetismo terrestre, dipendente dalla rotazione solare, è stato sempre ammesso che il tempo periodico è quello della rivoluzione sinodica del sole. L'A., studiando questo problema, mostra che la rivoluzione solare non produce l'effetto che ad essa viene attribuito, perchè durante la rivoluzione periodica, la posizione dell'asse terrestre relativamente al raggio vettore che va dal sole alla terra viene a cambiare. I veri periodi son quelli prodotti dalla combinazione del periodo annuo e di quello sinodico.

JACKSON H. *Sulla fosforescenza* (pp. 402-414). — È una conferenza sui fenomeni presentati dalle sostanze fosforescenti sottoposte all'azione della luce solare e alle scariche elettriche.

LODGE O. *Sulla questione di una velocità assoluta e sulla funzione meccanica di un etere, con alcune osservazioni sulla pressione delle radiazioni* (pp. 414-426). — Nel 1889 il Newcomb richiamò l'attenzione sul fatto, che l'energia cinetica di una massa definita in moto con una data velocità dipende dal campione di quiete che è stato arbitrariamente scelto; o in altre parole, che l'energia è arbitraria e relativa come la velocità. Ciò, secondo il Newcomb, limiterebbe la validità del principio della conservazione dell'energia. L'A. fa osservare che niente, di ciò che conosciamo circa l'energia, accenna che essa sia una quantità relativa, e che nessuno riterrà che possa crearsi o distruggersi dell'energia con un semplice cambiamento nel punto a partire dal quale si valuta la velocità. Tuttavia la conservazione dell'energia, com'è intesa, richiede che si faccia attenzione alla velocità assoluta, ed è soltanto l'abituale vicinanza di un corpo di massa praticamente infinita, che ha mascherato l'ambiguità. Per es. nel caso della terra e di un grave che si muova verso di essa con la velocità assoluta u, la loro energia assoluta è $E_0 = \frac{1}{2}(M+m)u^2$; e quella relativa è nulla.

Ma se si scaglia il grave con la velocità addizionale v, e la terra acquista la velocità w, l'energia assoluta diviene E_1, tale che sia

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} M w^2 + (m v - m w) u ;$$

e poichè l'ultimo termine è zero, l'aumento dell'energia assoluta è uguale all'aumento di quella relativa, ma purchè la velocità comunicata sia valutata dal centro di massa, solo punto la cui velocità è realmente rimasta invariata. Ogni altra valutazione dell'energia

relativa, come quella usuale $\frac{1}{2} m (v + w)^2$, nella quale la massa maggiore è supposta ferma, è errata, e l' errore è $\frac{1}{2} (M + m) w^2$ per eccesso. Però l' errore è tanto più piccolo, quanto più M è grande, e si annulla se M è infinito, ed è per questo che ordinariamente è ignorato; ma l' errore è, in sostanza, lo stesso, anche se si supponesse ferma la massa minore. Le velocità non si posson quindi riferire a un campione artificiale di quiete, ma debbon riferirsi a un punto che nel problema particolare non si muove, come ad es. il centro d' inerzia di un sistema, o ad un corpo che non si muove affatto, come uno di massa infinita, o sul quale non si esercitino tensioni. Secondo l'A. l' etere, considerato come mezzo onnipresente, che serve di connessione fra i corpi materiali, sodisfa probabilmente ad ambedue queste condizioni, e certamente ad una di esse, e perciò può servire come campione di riferimento, campione universale di quiete; cioè l' etere non possiede energia cinetica, o almeno energia accessibile a forze puramente meccaniche.

Dopo queste premesse, l' importante nota continua a studiare le proprietà dell' etere, e l'A. dimostra che l' ipotesi di un' azione a distanza può servire a render conto di tutte le attrazioni astronomiche e degli urti meccanici.

Per spiegar poi perchè l' inerzia dell' etere non entra nelle equazioni meccaniche, l'A. osserva che si posson addurre tre ragioni: o perchè l' inerzia dell' etere è nulla, o perchè è infinita, o perchè l' etere non è disturbata dal moto della materia, con la ipotetica continuazione delle correnti elettriche entro le molecole, e con l' esistenza di oscillazioni simili a quelle della luce nello spazio libero. Anche in seguito a considerazioni ottiche l'A. propende per la terza ipotesi.

L'A. stabilisce in seguito altri principi, cioè che una tensione può esercitarsi soltanto fra due corpi materiali, e non può terminare nell' etere (se questo è in uno stato elettrico permanente); che le tensioni esistono soltanto nell' etere, cioè soltanto l' etere è la sede di tutta l' energia potenziale; che l' etere, come un tutto, è in riposo, e che le velocità riferite ad esso sono velocità assolute, e termina con importanti considerazioni sulla pressione attribuita da Maxwell alla radiazione luminosa. A. Stefanini.

Communications fromthe physical laboratory at the University of Leiden. N. 42.

Van Everdingen E. Jr. *I fenomeni galvanomagnetico e termomagnetico nel bismuto* (pp. 1-18). — Per spiegare questi feno-

meni il Riecke ammette che una corrente galvanica sia sempre accompagnata da una corrente di calore, e una corrente di calore da una corrente galvanica.

Le velocità delle particelle positive e negative sono: per una differenza di potenziale di 1 unità C.G.S. per cm. u e $-v$; per una differenza di temperatura di 1° per cm. g_p e g_n. Nel campo magnetico H un ione positivo con la velocità U è azionato da una forza H U per ogni unità di elettricità.

Il Riecke ammette poi che la velocità delle particelle nella direzione di questa forza sia zero nello stato di equilibrio nel caso del fenomeno Hall; l'equilibrio è raggiunto dall'azione combinata di una differenza di potenziale e di temperatura fra i lati della lamina. In tale ipotesi egli calcola in funzione di u, v, g_p, g_n prima il coefficiente di differenza galvanomagnetrica di temperatura, cioè la differenza di temperatura per cm lineare per una differenza di potenziale di 1 e un campo magnetico 1, poi la rotazione delle linee equipotenziali nel fenomeno Hall. Deduce il coefficiente di differenza di potenziale termomagnetica, poi il coefficiente di differenza termomagnetica di temperatura, cioè la rotazione delle linee isoterme.

Osservando questi 4 fenomeni si possono perciò calcolare u, v, g_p, g_n. Il Riecke nel fare questi calcoli pone $g_p = g_n$: l'A. dimostra, ripetendo i calcoli coi dati usati dal Riecke, e facendo uso dei resultati di Ettingshausen, che questo non può ammettersi e che g_p e g_n non sono mai approssimativamente uguali.

Siccome a questi calcoli si può far l'obiezione che in essi si adoprano coefficienti non determinati tutti sullo stesso campione di bismuto, l'A. ripete le misure dei varî fenomeni con la stessa lamina di bismuto deposta per elettrolisi da una soluzine di nitrato di bismuto, e adopra sempre lo stesso campo magnetico.

I metodi usati sono quelli stessi seguiti da Von Ettingshausen e Nernst. Applicando i suoi risultati alle formule del Riecke trova: $g_p = -1{,}304$ e $g_n = 0{,}046$.

L'A. fa osservare che secondo la teoria del Riecke i rapporti $\frac{g_p}{u}$ e $\frac{g_n}{v}$ non possono mai essere negativi, mentre le sue esperienze danno per la differenza termomagnetica di potenziale in campi deboli dei valori negativi. Siccome il fenomeno si mostra con regolarità, e perciò non si può pensare ad errori di osservazione, esso è inconciliabile con la teoria di Riecke. Crede l'A. che questa teoria debba essere modificata.

G. Ercolini.

SULLO SPETTRO DI ASSORBIMENTO DEI GAS,

del Dott. PIETRO BACCEI [1]).

1. Quantunque lo studio dell'assorbimento esercitato dai gas nello spettro luminoso, per l'importanza che presenta sotto più punti di vista, abbia formato l'oggetto delle ricerche di valenti sperimentatori, tuttavia i risultati in proposito sono assai scarsi in causa delle difficoltà che presentano le relative esperienze. Infatti, essendo i gas in generale poco assorbenti, è necessario studiarli sotto grandi spessori e ad alte pressioni, per avere effetti sensibili.

Lasciando da parte i lavori notissimi di Brewster, di Kirchoff e quelli eseguiti sull'atmosfera terrestre e sul vapore d'acqua, ricorderò anzitutto le ricerche di Chappuis [2]), il quale studiò lo spettro di assorbimento dell'ozono.

Per questo fece uso di un tubo lungo 4,50 m. e pieno di ossigeno ozonizzato, preparato alla pressione atmosferica e alla temperatura di 15° C. Trovò che tale spettro presentava undici bande oscure ben nette, nella parte ordinariamente visibile.

Variando le condizioni dell'esperienza, e cioè con tubi di diversa lunghezza e a pressioni da 1 a 45 atm., le suddette bande solo modificavansi rispetto all'intensità ed all'estensione.

2. Egoroff [3]) invece, che studiò lo stesso gas sotto uno spessore di 20 metri, ed alla pressione ordinaria, ebbe un risultato negativo.

Noi non sappiamo a che attribuire le cause di risultati così diversi ottenuti dai due esperimentatori.

3. Hautefeuille e Chappuis poi [4]) studiarono un miscuglio di ossigeno e di azoto, e rilevarono le modificazioni che subisce il loro spettro d'assorbimento per effetto della elettrizzazione.

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) C. R. 91, p. 985, 1880, e 94, p. 858, 1882.
3) C. R. 101, p. 1143, 1885.
4) C. R. 92, p. 80, 1881.

Essi poterono così seguire il passaggio dell' ossigeno in ozono, passaggio caratterizzato da un cambiamento nello spettro.

4. Janssen [1]) in un lavoro importante esperimentò sull'idrogeno, sull'aria atmosferica e sull'ossigeno. I risultati negativi ottenuti dalle esperienze sull' idrogeno lo indussero nella convinzione che bisognava ricorrere a spessori enormi per avere lo spettro di assorbimento di questo gas. E infatti egli non potè ottenere assorbimento alcuno per uno spessore di 120 metri e con pressioni anche superiori a 30 atm.

Per l'ossigeno invece, posto in tubi rispettivamente di 20 m. e di 60 m. di lunghezza, sotto pressioni che variavano da quella ordinaria a quella di 27 atm., comparirono prima le righe A e B, e poi elevando la pressione, si presentarono fenomeni di assorbimento nella parte estrema del rosso. Infine a più forti pressioni apparvero tre bande oscure, una nel rosso, una nel giallo-verde presso D e una nel bleu.

5. Anche Egoroff [2]) dopo avere osservato che in un tubo di 20 m. di lunghezza l'acido carbonico e l' ammoniaca come l'ozono non presentavano assorbimento sensibile, studiò l'assorbimento dell' ossigeno. Questo gas sotto la pressione di 6 atm. e per uno spessore di 60 m. dava in maniera ben visibile il gruppo A, la banda preliminare, e le sette doppie del gruppo B.

Questi risultati, concordanti con quelli ottenuti da Janssen, uniti ai lavori notevoli del Thollon, rischiarano, secondo Egoroff, completamente l'origine delle righe telluriche della parte A — b dello spettro solare: 126 righe distribuite in ugual misura e identicamente nei gruppi A, B e α dipendono esclusivamente dall'ossigeno, le altre appartengono al vapore d'acqua.

6. Più tardi Janssen [3]) riprese lo studio dello spettro di assorbimento dell'ossigeno. In special modo egli fece rilevare la

1) C. R. 101, p. 649, 1885.
2) C. R. 101, p. 1143, 1885.
3) C. R. 102, p 1352, 1886.

legge secondo cui si modifica l'assorbimento di questo gas quando si fa variare la densità e lo spessore attraversato dai raggi luminosi. L' assorbimento, secondo quelle esperienze, è proporzionale al prodotto dello spessore per il quadrato della densità.

Lo stesso fisico due anni dopo [1]) estese e modificò questa legge dividendo lo spettro di assorbimento in due parti distinte; quella formata da righe sottili e quella formata da bande sfumate, che difficilmente si risolvono. Per le prime trovò che l'assorbimento varia proporzionalmente al prodotto dello spessore per la densità del gas, e per le seconde invece che la variazione è proporzionale al prodotto dello spessore per il quadrato della densità.

Le verificazioni sperimentali sono state eseguite su vastissima scala per pressioni superiori a 100 atm. e con tubi lunghi da m. 0,42 a m. 60.

In seguito poi [2]) verificò la legge delle bande di assorbimento, anche per le quantità di ossigeno contenuto nell'aria atmosferica.

7. Lo spettro di assorbimento dell' ossigeno fu anche studiato da Liveing e Dewar [3]), i quali più specialmente ricercarono l'assorbimento nella parte ultravioletta. L' ossigeno era contenuto in un tubo di acciaio lungo m. 1,65, largo m. 0,05, chiuso alle basi da due lastre di quarzo: una lente di quarzo contenuta nel tubo formava davanti allo spettroscopio l' immagine della sorgente luminosa. L'ossigeno poteva essere compresso fino a 140 atm. Alla pressione di 85 atm. si presentavano delle striscie di assorbimento in corrispondenza delle linee A e B; una striscia nera un po' diffusa fra $\lambda = 0^{\mu},6360$ e $\lambda = 0^{\mu},6225$; una striscia presso la riga D col massimo di oscurità corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},5785$; una striscia nel verde a $\lambda = 0^{\mu},5350$ e una nel bleu da $\lambda = 0^{\mu},4705$ a $\lambda = 0^{\mu},4750$.

Queste striscie, che sono evidentemente quelle già vedute dal Janssen [4]), divenivano più scure alla pressione di 140 atm.

1) C. R. 106, p. 1118, 1888.
2) C. R. 120, p. 1805, 1895.
3) Phil. Mag. ser. 5, vol. 26, p. 286, 1888.
4) C. R. 102, p. 1352, 1886.

Per le osservazioni dello spettro ultravioletto fu adoperata una lastra fotografica. Il gas appariva affatto trasparente per i raggi violetti e ultravioletti fino a $\lambda = 0^{\mu},2745$. Da questo punto l'intensità dei raggi andava gradualmente diminuendo, e a $\lambda = 0^{\mu},2664$ appariva interamente assorbita.

L'anidride carbonica posta nel medesimo apparecchio non presentava a 50 atm. alcun assorbimento sensibile nello spettro luminoso.

8. Da questa rapida rivista delle ricerche fatte sin qui sullo spettro di assorbimento dei gas, risulta che l'unico gas studiato estesamente è l'ossigeno. Nelle esperienze su di esso sono stati adoperati mezzi assai potenti: da tubi di piccola lunghezza fino a tubi di 60 metri, da pressioni ordinarie fino a pressioni superiori a 100 atm.; e i risultati ottenuti dai vari sperimentatori, a parità di condizioni, sono concordanti. È dispiacevole però che quei mezzi non siano stati adoperati per lo studio di altri gas oltre quelli componenti l'atmosfera terrestre.

Io mi sono quindi proposto di fare su questo argomento uno studio esteso, sperimentando su spessori di gas di circa 70 metri, assoggettati a pressioni via via crescenti fino verso le 20 atm.

In questa prima parte mi sono limitato all'esame dello spettro luminoso.

Metodo tenuto nelle ricerche. — Descrizione degli apparecchi.

9. Il metodo da me seguito consisteva nel far passare attraverso un tubo contenente il gas in istudio un fascio di raggi luminosi, emessi da una sorgente luminosa situata a un'estremità del tubo stesso. All'altra estremità uno specchio piano rifletteva questi raggi lungo il tubo, e finalmente un secondo specchio situato in faccia alla prima estremità, rimandava i raggi medesimi per lo stesso cammino, fino a incontrare un sistema di lenti che li concentrava sulla fessura dello spettroscopio.

Un'apposita pompa serviva ad assoggettare il gas a pressioni diverse.

Darò un breve cenno delle varie parti dell'apparato.

10. *Tubo contenente il gas.* — Quello da me adoperato era un lungo tubo di ferro della lunghezza di circa 25 m. Era costituito da diversi pezzi congiunti insieme mediante manicotti a vite fissati a caldo con glù-marino. Una di siffatte congiunture è rappresentata in A (fig. I). A ciascuna estremità

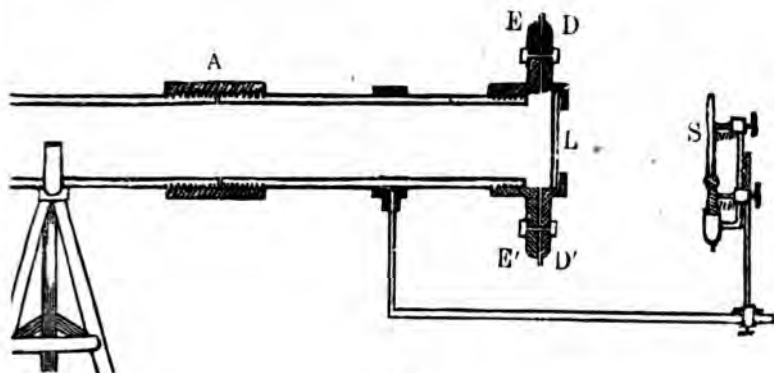



Fig. 1.

del tubo era avvitato e masticiato con ugual sistema un disco E E' di ferro contro cui era serrato con forti viti un anello D D', pur esso di ferro. Un secondo anello di cuoio interposto fra D D' e E E' serviva a ottenere la chiusura perfetta del tubo.

L'orlo interno dell'anello D D' era incavato, e nell'incavatura era masticiata una lastra L di vetro dello spessore di un centimetro, terminata da faccie piane e parallele.

Lo spessore delle pareti del tubo era di 6 mm., per modo che poteva resistere a pressioni superiori a 20 atm.

Tutto il tubo poi era sostenuto a circa un metro e mezzo dal suolo mediante 10 cavalletti, in modo che risultasse perfettamente orizzontale.

11. *Lo spettroscopio.* — Era uno spettroscopio Bunsen a quattro ottimi prismi e quindi dotato di grande dispersione. Tuttavia nella massima parte delle esperienze non ho avuto occasione di adoperare più di un prisma, col quale ottenevo una dispersione sufficiente.

Fu determinata la lunghezza d'onda corrispondente a ciascuna divisione del micrometro per mezzo dei noti metodi. La curva descritta, prendendo come ascisse le divisioni del micrometro e come ordinate le lunghezze d'onda corrispondenti, mi serviva per riconoscere le lunghezze d'onda relative alle bande osservate.

12. *La sorgente luminosa.* — Ho adoperato diverse sorgenti luminose. Dapprima ho tentato di servirmi di un becco ad acetilene di 50 candele, che ho poi abbandonato preferendo fare uso di un arco elettrico. L'intensità luminosa di quest'arco essendo grandissima, lo spettro era molto brillante. Pur nondimeno questa sorgente non è stata da me molto frequentemente adoperata, e ciò sia perchè il punto luminoso non si manteneva ben fisso, sia perchè lo spettro ottenuto conteneva alcune righe brillanti che nuocevano alle osservazioni.

La sorgente luminosa che preferibilmente usai era costituita da una lampada a incandescenza, un filamento della quale era situato dietro una lente convergente, in modo che l'immagine si formasse all'altra estremità del tubo. Per la sottigliezza del filamento questa immagine, per quanto ingrandita, non superava la larghezza di un centimetro e mezzo. I raggi all'uscita del tubo erano concentrati mediante un sistema di lenti convergenti sulla fenditura dello spettroscopio, dove si formava un'immagine assai luminosa.

13. *Disposizione per aumentare il cammino dei raggi.* — Ma per moltiplicare la lunghezza del tragitto dei raggi attraverso il gas, l'immagine del filamento cadeva su uno specchio piano S' (fig. 2) che copriva metà dell'apertura del tubo: i

Fig. 2.

raggi da esso riflessi erano raccolti all'altra estremità del tubo da un secondo specchio S, che a sua volta li rimandava verso

lo spettroscopio, sulla cui fenditura F venivano concentrati. La fig. 1 mostra il modo in cui questi specchi erano disposti alla estremità del tubo; essi per mezzo di apposite viti potevano girare intorno all' asse orizzontale e all' asse verticale, in guisa da poter ricevere tutti i movimenti possibili.

14. *La pompa pneumatica e la pompa a compressione.* — Ogni volta che occorreva cambiare il gas nel tubo, veniva in questo fatta la rarefazione mediante una pompa pneumatica Carrè.

Quando il gas non aveva prodotto alcun assorbimento si spinse, per i primi gas, la rarefazione solo a circa 10 mm., e per gli ultimi (ossigeno, acetilene, ossido di carbonio, idrogeno solforato) fino a circa 4 mm.

Fig. 3.

Per comprimere poi il gas dentro il tubo, ho adoperato una macchina a due cilindri di Regnault, capace di esercitare la compressione fino a circa 20 atmosfere.

15. *I Manometri.* — Per misurare la pressione a cui era portato il gas dentro il tubo mi sono servito di due manometri: uno metallico sistema Bourdon, per avere subito un' idea della pressione raggiunta, l' altro ad aria compressa. Quest' ultimo era formato da una canna di vetro, II, a pareti robuste (fig. 3), del diametro interno di 2 mm., lunga m. 1,40 e divisa in millimetri. La canna era masticiata con glù-marino al tappo T e ad esso assicurata mediante il rigonfiamento *r*.

Lo stesso tappo T si avvitava a un recipiente di ferro R contenente mercurio, e un disco di cuoio *c* procurava la tenuta perfetta del sistema. Nella canna medesima infine era soffiato inferiormente un palloncino P il cui volume era

all' incirca uguale a quello della parte rimanente della canna.

Prima che fosse chiusa all' estremità superiore, la canna fu accuratamente lavata con acido nitrico, acqua distillata e alcool, e asciugata con correnti d'aria calda. Dipoi ne fu studiato diligentemente il volume di ciascuna divisione, e da ultimo fu riempita di aria ben secca, e chiusa in cima alla fiamma.

Le pressioni si calcolavano in base alla legge di Boyle, tenuto conto delle correzioni di Regnault.

16. *Procedimento delle esperienze.* — La figura 4 (Tav. I) mostra chiaramente il modo col quale erano collegati gli apparecchi e la loro posizione reciproca. Il gas proveniente dal gassometro, dopo essersi essicato attraverso i tubi T (nella figura per semplicità sono in numero di due), veniva dalla pompa P compresso nel tubo B.

La comunicazione della pompa con il tubo B era fatta per mezzo di un tubo di piombo che si avvitava all' estremità inferiore di un pezzo R a tre tubulature, di cui quella laterale, munita di rubinetto r'', metteva al tubo B. La tubulatura superiore, pure munita di rubinetto r, comunicava col pezzo di congiunzione V a quattro vie, per mezzo del quale si poteva a piacere stabilire il passaggio o ai manometri M, M', o alla pompa di Carrè C. Ciò si otteneva aprendo la chiavetta H o quella H'. Un foro chiuso dal tappo a vite t permetteva all'occorrenza la comunicazione coll' esterno. I rubinetti r, r', r'' permettevano di isolare sia la pompa P, sia il tubo B, sia i manometri.

La sorgente luminosa rappresentata in E era chiusa dentro una camera oscura, il cui obbiettivo serviva a indirizzare i raggi parallelamente all'asse del tubo.

Lo spettroscopio finalmente rappresentato in O, riceveva il fascio luminoso attraverso le lenti L, L'.

Ecco come facevo per eseguire una esperienza:

Dopo avere preparato in un grande gassometro la quantità conveniente del gas che volevo studiare, vuotavo il tubo del-

l'aria o del gas che fosse rimasto nelle precedenti esperienze, per mezzo della pompa aspirante C; di poi per mezzo della pompa di Regnault, comprimevo nel tubo stesso il gas che volevo sottoporre all'esperienza. Raggiunta la pressione massima, chiudevo il rubinetto r'' per qualche tempo, onde il gas riscaldatosi per la compressione tornasse alla temperatura dell'ambiente.

La preparazione completa della esperienza richiedeva molto tempo, alle volte quarantotto ore e più.

Dopo di ciò procedevo alle osservazioni, mettendomi nelle condizioni opportune di oscurità; cioè, aggiustavo gli specchi in modo da ottenere sulla fenditura dello spettroscopio un'immagine ben netta e luminosa, e quindi determinavo le righe e le bande di assorbimento che si presentavano alla pressione massima ottenuta. Indi lasciavo effluire il gas dal tubo o liberamente nell'atmosfera o rimandandolo nel gassometro; ma in ogni caso aprivo leggermente il rubinetto r', in modo che la pressione diminuisse lentamente, e si potessero con facilità seguire le più piccole variazioni nelle righe e nelle bande dello spettro. Cessavo le osservazioni allorchè era scomparsa ogni traccia di assorbimento, cioè quando lo spettro si presentava del tutto continuo.

Ogni volta che osservavo una variazione nello spettro, chiudevo la chiavetta r' perchè il gas tornasse in quiete e i manometri mi dessero indicazioni esatte.

Alla fine di ogni esperienza controllavo la posizione del prisma, determinando la lunghezza d'onda corrispondente a una divisione del reticolo.

Risultati generali delle esperienze.

17. I gas sui quali ho esperimentato sono: anidride carbonica, azoto, acetilene, ossigeno, idrogeno solforato e ossido di carbonio.

Dirò separatamente per ciascuno di essi il modo che seguii nel prepararli e i risultati ottenuti.

Anidride carbonica.

18. Quantunque dal lavoro già citato di Egoroff apparisca che l'anidride carbonica non presentava assorbimento sensibile

nello spettro luminoso sotto uno spessore di 20 metri e per pressioni presumibilmente di circa 6 atm., tuttavia ho voluto assoggettare questo gas a nuove esperienze, potendo io disporre di pressioni più forti e di più grande spessore.

L'anidride carbonica fu preparata scomponendo il marmo coll'acido cloroidrico. Man mano che si sviluppava, era fatta passare per una boccia di lavaggio contenente una soluzione di carbonato sodico, ed era raccolta in appositi gassometri. Di poi veniva compressa nel tubo sperimentale, facendola avanti gorgogliare attraverso l'acido solforico concentrato, contenuto in tre boccie di lavaggio, e attraverso due tubi contenenti cloruro di calcio, per modo da essere certi che essa fosse ben secca.

L'esperienza ha dato risultati negativi. A 18 atm. e colla disposizione degli specchi, in modo che i raggi luminosi attraversavano uno spessore di 70 m., nello spettro non si scorgeva traccia di assorbimento alcuno. Volendo anche provare se con una pressione maggiore fosse possibile ottenere migliore risultato, ho ripetuto l'esperienza servendomi dell'anidride carbonica liquida, quale si trova nel commercio in appositi recipienti. Per evitare anche in questo caso ogni eventuale traccia di umidità, interposi fra il recipiente che conteneva l'anidride e il tubo sperimentale un robusto vaso di rame, resistente alla pressione, e pieno di cloruro di calcio. Sono arrivato così a sottoporre il gas a una pressione di 22 atm. e neppure in questo caso riscontrai alcun assorbimento sensibile.

Azoto.

19. Esso fu preparato facendo passare una corrente d'aria secca attraverso un lungo tubo di ferro contenente ritagli di rame riscaldato al calor rosso.

Il gas, prima di essere raccolto nel gassometro, veniva fatto gorgogliare attraverso più vasi contenenti una soluzione di acido pirogallico e di idrato sodico mescolati insieme, e poi attraverso una soluzione concentrata di idrato sodico. Infine fu disseccato nello stesso modo che l'anidride carbonica.

L'azoto, compresso fino a 15 atm., non ha presentato traccie di assorbimento, neppure quando si adoperava la disposi-

rione degli specchi, quando, cioè, il raggio attraversava uno spessore del gas di circa 70 m.

Acetilene.

20. L'acetilene fu preparato mediante la solita reazione del carburo di calcio nell'acqua. Lo si fece passare attraverso a una prima soluzione di idrato potassico e a una seconda di bicloruro mercurico acidulata con acido cloroidrico, per togliere l'idrogeno solforato e l' idrogeno fosforato che avesse potuto contenere, e lo si disseccò nel solito modo.

I risultati ottenuti con questo gas furono assai notevoli.

Ho fatto le prime osservazioni, togliendo gli specchi dal tubo, in modo che i raggi luminosi attraversassero soltanto una volta il tubo stesso.

Alla pressione di 16 atm. sono apparse:

I. una banda nel rosso della larghezza di circa 2 mm. Questa banda era più intensa dalla parte dell'aranciato e andava via via sfumando verso il rosso: essa si estendeva da $\lambda = 0^{\mu},6842$ a $\lambda = 0^{\mu},6815$;

II. una riga sottile nell' aranciato ben netta corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},6421$;

III. una seconda riga sottile vicinissima alla precedente e corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},6417$;

IV. una riga grossa e ben marcata nell' aranciato, particolarmente intensa corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},6395$;

V. una riga nel giallo corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},5707$;

VI. una riga nel verde più distinta della precedente corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},5419$;

VII. vicinissima a questa una riga appena visibile corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},5435$.

Col diminuire della pressione, a 10 atm. è scomparsa la riga nel giallo.

A 9 atm. è scomparsa la riga nell' aranciato $\lambda = 0^{\mu},6421$ e quella nel verde $\lambda = 0^{\mu},5435$.

A 8 atm. è scomparsa la banda nel rosso,e l'altra riga nel verde.

A 5 atm. è scomparsa la riga nell'aranciato $\lambda = 0^{\mu},6417$.

Non rimaneva quindi che la riga fondamentale dell'aranciato, che è scomparsa a circa 3,5 atm.

Ho provato di poi ad osservare lo spettro quando il raggio, in grazia alla disposizione degli specchi, attraversava il tubo tre volte. Credo bene osservare che per l'acetilene mi fu di non poca difficoltà l'aggiustatura degli specchi, perchè l'immagine del filamento incandescente della lampada non riusciva ben netta all'altra estremità del tubo, per modo che ho dovuto contentarmi di uno spettro molto debole, che mi rendeva anche oltremodo faticosa l'osservazione delle bande.

Tuttavia alla pressione di 16 atm. lo spettro di assorbimento appariva leggermente diverso da quello osservato pel semplice spessore di 25 m.

Le tre righe nell' aranciato, pur mantenendosi visibili, facevano parte di un'unica banda oscura che si estendeva da $\lambda = 0^{\mu},6426$ a $\lambda = 0^{\mu},6305$. Oltre a ciò era visibile, sebbene con fatica, una riga molto sfumata nel violetto, corrispondente a $\lambda = 0^{\mu},4062$.

Col diminuire della pressione lo spettro naturalmente andava modificandosi.

A 14 atm. era scomparsa la riga nel violetto.

A 7,5 atm. era scomparsa quella nel giallo.

A 6 atm. appariva debolissima la banda nel rosso; era scomparsa la riga estrema nell'aranciato $\lambda = 0^{\mu},6421$ e la riga nel verde $\lambda = 0^{\mu},5435$.

A 5,5 atm. era scomparsa anche la banda nel rosso; a 3,5 era scomparsa l'altra riga nel verde, e non restava se non la riga fondamentale nell' aranciato e l' altra prossima a essa debolissima. Quest' ultima poi scompariva a 3 atm.

A 2 atm. finalmente era visibile con fatica la riga fondamentale dell' aranciato, che spariva appena diminuita di poco la pressione.

Credo opportuno notare che lo spettro d'assorbimento dell'acetilene è stato osservato con due prismi, per aumentare la dispersione. Con un prisma soltanto, e con lo spessore di circa 25 m., le tre righe nell' aranciato non apparivano separate, ma era visibile al loro posto un' unica banda oscura,

simile a quella che poi appariva, quando lo spessore era di circa 70 metri; nel qual ultimo caso non fu possibile risolverla con una dispersione più grande, per la poca luminosità dello spettro.

Ossigeno.

21. Quantunque questo gas, come già abbiamo visto, sia stato studiato estesamente da altri, pure ho voluto ripetere le esperienze su di esso, anche per avere un termine di confronto fra i risultati ottenuti da me, e quelli dei precedenti osservatori.

L'ossigeno è stato preparato trattando a caldo il biossido di manganese con acido solforico: lo si è fatto quindi passare per una soluzione concentrata di idrato potassico, onde trattenere l'anidride carbonica che potesse essersi sviluppata per la decomposizione di qualche carbonato contenuto nel sale.

Le bande osservate alla pressione di 14 atm. e senza la disposizione degli specchi erano due: la prima in corrispondenza della riga A di Fraunhofer, e la seconda in corrispondenza della riga B. Tali bande sappiamo per i lavori di Egoroff, essere costituite rispettivamente dai due gruppi che la riga A e la riga B formano con le righe contigue.

A 8 atm. spariva la A, e a 4 atm. spariva anche la B.

Colla disposizione degli specchi invece, alla pressione di 14 atm., oltre la A e la B erano pure visibili la banda nel giallo presso la riga D e quella nel bleu molto debole, già vedute dagli altri esperimentatori. Quest' ultima spariva a 12 atm.

A 8 atm. erano soltanto visibile la A, la B e la banda nel giallo molto indebolita.

A 7 atm. erano visibili A e B soltanto.

A 4 atm. spariva la A, mentre la B non spariva che a 2,5 atm.

Idrogeno solforato.

22. Questo gas fu preparato mediante la reazione dell' acido cloroidrico col solfuro di ferro. Non potendolo raccogliere in gassometri per la sua grande solubilità nell'acqua, lo compri-

mevo nel tubo via via che esso si sviluppava, facendolo però prima passare attraverso più boccie di lavaggio, e attraverso quattro tubi contenenti cloruro di calcio per disseccarlo.

La pressione a cui è stato sottoposto questo gas era di poco superiore a 12 atm. Non ho voluto spingere la compressione più oltre, poichè l'idrogeno solforato come è noto, alla temperatura ordinaria e a circa 14 atm. passa allo stato liquido.

A tale pressione e sotto lo spessore di circa 25 metri non appariva traccia di assorbimento. Colla disposizione degli specchi, cioè sotto uno spessore di circa 70 metri, è apparsa solamente una banda nel rosso che si estendeva da $\lambda = 0^{\mu},6735$ a $\lambda = 0^{\mu},6781$. Essa era un po' debole e richiedeva una luce intensa per essere osservata distintamente.

Col diminuire della pressione si vedeva ancora a 8,5 atm.; a 7 atm. era appena visibile con molta fatica, e scompariva appena diminuita di poco la pressione.

Ossido di carbonio.

23. Ho preparato questo gas facendo passare una corrente di anidride carbonica secca attraverso dei pezzetti di carbone contenuti in un tubo di ferro reso incandescente. Perchè tutta l'anidride carbonica si riducesse allo stato di ossido, ho fatto sì che il gas attraversasse il tubo bolla a bolla. Prima che il gas medesimo entrasse nei gassometri, e dipoi nel passare dai gassometri al tubo sperimentale, attraversava diverse boccie di lavaggio contenenti una soluzione concentrata di idrato sodico per trattenere l'anidride carbonica che non fosse stata ridotta. Esso veniva quindi disseccato al solito con acido solforico concentrato e con clururo di calcio. A causa dell'estrema lentezza con cui questo gas si prepara, mi sono dovuto limitare a raggiungere solo una pressione di 10 atm. circa.

In queste condizioni non ho potuto osservare alcun assorbimento sensibile, neppure quando il raggio luminoso attraversava uno spessore del gas di circa 70 metri.

---

24. Per i gas che presentano assorbimento, ho disegnato la posizione delle bande e delle righe, quali esse appariscono al-

lorchè vengono osservati sotto uno spessore di 70 m., e alla pressione di circa 18 atmosfere.

Gli spettri così ottenuti sono riportati nella Tav. I.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa.
Gennaio 1899.

POLARIZZAZIONE DELL'ACQUA DISAERATA.

Ricerche sperimentali del Dott. R. FEDERICO [1]).

1. Avendo la possibilità di ottenere facilmente e in poco tempo dell'acqua disaerata assai meglio che coi processi di ebollizione lungamente continuata, non mi parve privo di interesse studiare in essa il corso della polarizzazione elettrolitica, e vedere fino a qual punto poteva questa essere modificata dall'aria o dai gas che l'acqua stessa avesse potuto disciogliere.

Sull'argomento è stato fatto ben poco da altri sperimentatori. E infatti non possiamo tenere in gran conto le esperienze di Crova [2]) e di Exner [3]), i quali incidentalmente e con poco profitto tentarono di esaminare se cambiava la f. e. m. di polarizzazione massima in alcuni elettroliti, che venivano tenuti nel vuoto per estrarne i gas disciolti. Nè si collegano direttamente coll'argomento che mi sono accinto di trattare i lavori di H. von Helmholtz [4]), il quale più specialmente studiò l'influenza dei gas disciolti nell'acqua sull'elettrolisi di questa, osservando contemporaneamente se era diversa la f. e. m. minima necessaria alla scomposizione dell'acqua quando questa era aerata e quando i gas disciolti venivano asportati con una pompa a mercurio.

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Annales de Chem. et de Phys. (3), 68, p. 436, 1863.
3) Wied. Ann. vol. 5, p. 388, 1878.
4) Berl. Monatsber. 17 Juli, p. 559 e 587, 1873. — Pogg. Ann. 150, p. 486, 1873. Proceed. Roy. Soc. Edinb. p. 202, 1880-1881.

Più direttamente invece si collegano con le mie esperienze quelle del Bartoli riferite nel suo importante lavoro « *Leggi sulle polarità galvaniche* » [1]). Egli espresse i risultati delle sue ricerche con la formula:

$$(1) \qquad P = A\left(1 - 10^{-\frac{\alpha q}{s}}\right)$$

nella quale A ed α sono costanti dipendenti dalla natura degli elettrodi e dell' elettrolito, s esprime la superficie degli elettrodi, q la quantità di elettricità trasportata dalla corrente polarizzante.

In seguito egli sperimentò con liquidi disaerati, e trovò che α aveva sensibilmente lo stesso valore tanto nel liquido perfettamente purgato d'aria per mezzo di una pompa a mercurio di Geissler e così mantenuto da settimane, quanto nel liquido saturo d' aria. Per A non ottenne che piccolissime variazioni; il suo valore era un po' più piccolo per l'acqua aerata che per quella priva d'aria, ma di una quantità non facile a determinarsi.

Ritenne quindi che la formula (1) fosse applicabile con molta approssimazione, tanto nel caso che il liquido alla pressione ordinaria contenesse in soluzione dell' aria, quanto nel caso che ne fosse privo. Ma tali risultati sono lungi dallo sciogliere la questione. Prima di tutto le esperienze con il liquido aerato e con quello senz' aria furono eseguite a pressioni differenti, poichè il primo fu studiato alla pressione ordinaria, mentre il secondo lo fu nel vuoto. Tale differenza nella pressione doveva apportare una variazione nella f. e. m. di polarizzazione, la quale — come si vedrà dalle mie esperienze — è in senso contrario a quella prodotta dai gas disciolti nell'elettrolito; l'uno effetto adunque poteva distruggere l'altro.

In secondo luogo l'elettrolito adoperato non era dell'acqua pura ma una soluzione più o meno diluita di acidi, e noi non possiamo affermare a priori che la presenza di acido nel liquido non possa modificare e anche annullare l' influenza dei gas disciolti.

1) Nuovo Cimento. S. 3. vol. 7. p. 234, 1880.

Finalmente il modo di estrarre l'aria dal liquido era lontano dall'essere perfetto, giacchè per quanto a lungo si lasci il liquido nel vuoto, tuttavia esso può sempre trattenere una certa quantità di aria o di altro gas disciolto, di cui possono bastare piccole quantità, per alterare i resultati.

2. Non mi è parso quindi privo di importanza il riprendere la questione, sperimentando su acqua ben disaerata e molto pura, occupandomi specialmente di osservare se la f. e. m. massima di polarizzazione varii man mano che il liquido, dapprima privo di gas, vada poi sciogliendone in diversa misura.

3. *Metodo tenuto nelle ricerche. — Descrizione degli apparecchi.* — Il metodo che ho tenuto per la misura della f. e. m. di polarizzazione, era lo stesso di quello che ho adoperato in un mio precedente lavoro [1]). Cioè, collegavo il voltametro racchiudente l'elettrolito alternativamente con una pila polarizzante e con un elettrometro capillare. Le comunicazioni avvenivano per mezzo di uno speciale interruttore, quello stesso che io costruii per le precedenti esperienze; e la collegazione del voltametro con l' elettrometro era stabilita solo per un tempo brevissimo, non superiore a 0,00032 secondi. La pila polarizzante, come nel lavoro citato, era costituita da sei coppie Daniell riunite in serie, nel cui circuito era interposta una cassetta di resistenza e un galvanometro per regolare e misurare la intensità della corrente.

L'elettrometro capillare mi serviva per la misura della f. e. m. di polarizzazione, adottando per ciò la medesima disposizione di allora; compensando, cioè, la f. e. m. di polarizzazione per mezzo di un'altra f. e. m. nota, che potevo far variare manovrando un opportuno reostato a liquido.

Non volendo però nelle presenti ricerche seguire tutto l'andamento della polarizzazione a partire dal momento della chiusura del circuito polarizzante fino al raggiungimento della f. e. m. massima, ma bastandomi di misurare solo quest'ultima,

1) Sul comportamento della polarizzazione negli elettroliti a partire dalla pressione ordinaria fino a pressioni di circa mille atmosfere. Nuovo Cimento. S. 4, v. 8, p. 145, 1898.

ho fatto a meno degli apparecchi accessori che mi servivano a quello scopo, sopratutto dell'apparato inscrittore.

Mi fermerò su quelle parti, nelle quali la presente disposizione si differenzia da quella adoperata nel lavoro citato.

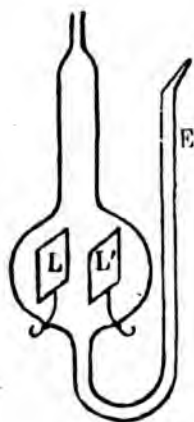



Fig. 1.

a) *Voltametro.* — Era formato da un recipiente di vetro, della forma disegnata nella fig. 1. Due lastrine di platino non platinato L, L', delle dimensioni di 3 × 4 centim. erano sostenute da fili di platino saldati al recipiente. Esse erano ben fisse — alla distanza di circa 4 centim. — in modo da non cambiare la posizione relativa per scotimenti o altro, e costituivano gli elettrodi polarizzabili. Al di sotto del recipiente a cui erano saldate le lastrine, era innestato un tubo sottile di vetro E, ripiegato verso l'alto, affilato e chiuso alla fiamma nella parte superiore. Dirò fra poco del suo uso.

b) *Modo di ottenere l'acqua disaerata.* — L'acqua disaerata è stata ottenuta distillando nel vuoto il carbonato sodico, la cui acqua di cristallizzazione veniva per tal guisa raccolta nel voltametro. Ho seguito in tale operazione il metodo dei professori A. Battelli ed A. Stefanini, [1]) che per i primi hanno ricorso al principio accennato per ottenere l'acqua disaerata. Bisogna però notare che i suddetti professori volendo preparare dell'acqua, oltrechè ben disaerata, anche del tutto pura, hanno fatto uso di un apparecchio abbastanza complicato, e hanno praticate tutte le cure necessarie perchè l'acqua non disciogliesse traccie di silicati solubili del vetro; hanno perciò ripetutamente e per lungo tempo lavato i recipienti e le tubulature del loro apparecchio con acqua bollente, e finalmente l'acqua disaerata è stata da loro raccolta in recipienti di metallo dorato internamente.

1) Nuovo Cimento. S. 4, vol. 9, p. 50, 1899.

Per le mie esperienze non occorreva un così alto grado
ırezza. E infatti se l'acqua ottenuta fosse stata ben pura,
avrebbe avuta una così alta resistenza elettrica, da non per-
ere il passaggio della corrente polarizzante; mentre even-
tracce di sali disciolti, aumentandone la conducibilità non
ano che favorirne la polarizzazione.

In vista di ciò ecco come ho costruito l'apparecchio.

In un pallone A di vetro della capacità di circa 800 centim.
era innestata una canna di vetro V. (fig. 2). L'attac-

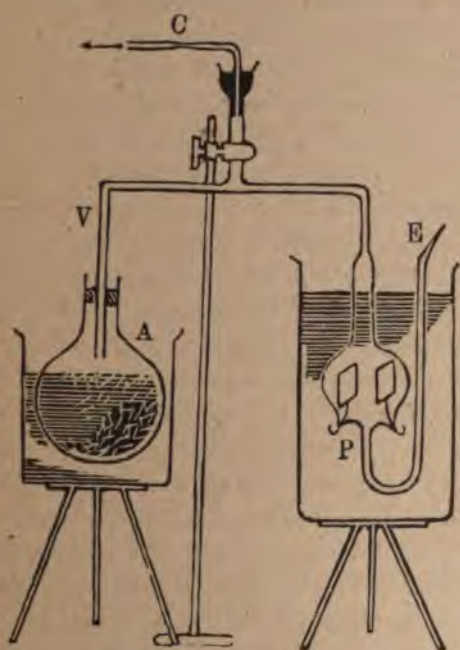



Fig. 2.

ıra era fatta per mezzo di un tappo di sughero, al di sopra
quale era stato colato del glu-marino fuso, in modo da as-
ırare una perfetta tenuta. La canna V era piegata orizzon-
nente, e mediante una saldatura a T comunicava con una
npa Sprengel. A destra la stessa canna si piegava poi verso

il basso ad angolo retto ed alla sua estremità era saldato il voltametro P che ho descritto avanti.

Per ottenere l'acqua con questo apparecchio, dopo aver quasi riempito il pallone A con cristalli di carbonato sodico, e dopo averlo masticiato alla canna V, facevo il vuoto con la pompa a mercurio, essendo, come dissi, chiusa alla lampada l'estremità del cannello E. Seguitavo a fare il vuoto finchè la pressione non fosse arrivata a un paio di millimetri di mercurio: una rarefazione maggiore non era possibile ottenere a causa della tensione del vapor d'acqua che si sviluppava dal carbonato sodico. Allora scaldavo leggermente, sino a 20° C. circa, il pallone A per un quarto d'ora o poco più.

Il riscaldamento era effettuato per mezzo di un bagno maria: così evitavo le possibili rotture del pallone. Durante questo primo riscaldamento seguitavo a far agire la pompa, in modo che insieme al vapor d'acqua venissero trascinate via anche le ultime traccie di aria. Quando stimavo sufficiente la durata di questa operazione, chiudevo la comunicazione con la pompa, fondendo in C con un colpo di fiamma il tubo all'uopo preventivamente affilato, e ponevo al di sotto del voltametro P un vaso contenente acqua e ghiaccio, in modo che il voltametro vi fosse totalmente immerso. Indi scaldavo il palloncino A fino a circa 80°; il carbonato sodico fondeva dapprima nella sua acqua di cristallizzazione, la quale in seguito cominciava a bollire; i vapori di essa venivano a condensarsi e a raccogliersi in P. Quando avevo distillato la quantità di acqua necessaria, sospendevo il riscaldamento e lasciavo raffreddare tutto l'apparecchio.

L'acqua ottenuta in questa maniera era assai più disaerata che quella ottenuta con qualunque altro processo: alla pressione ordinaria essa dava sussulti soltanto a 190° circa, e nel vuoto a 80° C.

c) *Modo di eseguire una esperienza completa.* — Preparata l'acqua disaerata alla temperatura dell'ambiente, procedevo all'esperienza. La pila polarizzante e quella compensante le preparavo qualche ora avanti, in modo da esser certo che al momento dell'esperienza avessero raggiunto il regime c

stante. Prima di fare l'esperienza mi assicuravo naturalmente che l'intensità della corrente della pila polarizzante avesse il valore voluto; se ciò non era, ottenevo lo scopo modificando la resistenza col reostato inserito nel circuito della pila. Dopo avere effettuata tale verifica, collegavo il voltametro con la pila attraverso l'interruttore, e mettevo in movimento quest'ultimo, regolando in esso la tensione delle molle in modo che non fornisse alcuna f. e. m. propria [1]). Assicuratomi finalmente che il numero dei giri dell'interruttore era quello voluto, chiudevo il circuito della pila polarizzante e compensavo via via la f. e. m. di polarizzazione che si sviluppava (manovrando opportunamente il reostato a liquido), finchè non si fosse raggiunto il valore massimo di questa. Ciò in generale avveniva dopo circa 20 secondi da che era chiuso il circuito della pila polarizzante. Subito dopo leggevo la temperatura dell'ambiente — che era anche quella dell'acqua disaerata nel voltametro — e notavo le indicazioni del reostato a liquido necessarie pel calcolo della f. e. m.

Dopo circa cinque minuti ripetevo l'esperienza nelle medesime condizioni per vedere se ottenevo lo stesso valore per la f. e. m. massima di polarizzazione; ciò era infatti quel che avveniva in generale. Qualche volta ripetevo una terza e una quarta volta l'esperienza, quando avevo leggiere differenze fra le diverse determinazioni.

In seguito facevo rientrare con cautela e lentamente l'aria nel voltametro, rompendo le estremità dei cannelli di vetro C ed E (fig. 2), e ripetevo ancora una volta la misura della f. e. m. massima di polarizzazione, per vedere se essa avesse subita variazione alcuna.

Dopo ciò attaccavo — per mezzo di un tubo di gomma — il cannello C con la pompa aspirante, e il cannello E con una boccia di lavaggio; facevo quindi agire la pompa in modo da ottenere una leggiera aspirazione. In conseguenza entrava dell'aria dall'estremità E, dopo esser passata attraverso il liquido della boccia da lavaggio, e gorgogliava attraverso l'acqua disaerata del voltametro. Ogni quarto d'ora fermavo l'aspira-

1) Loc. cit., pag. 183.

zione e aspettavo che le bollicine d'aria sospese nell'acqua svanissero; indi misuravo la f. e. m. di polarizzazione. Seguivo in tal modo la variazione di essa, man mano che l'acqua andava aerandosi. Naturalmente ad ogni esperienza notavo la temperatura dell'ambiente, per tener conto della sua influenza sulla variazione della f. e. m. di polarizzazione.

Seguitavo in tal modo a ripetere le misure ad intervalli sempre più grandi, via via che le variazioni nella polarizzazione si rendevano sempre più piccole, cioè a misura che l'acqua si saturava d'aria.

In via secondaria ho provato a far gorgogliare attraverso l'acqua altri gas diversi dall'aria, e in special modo ossigeno, idrogeno e azoto; in questo caso i gas preparati e purificati con cura erano raccolti in un gassometro, e costretti anch'essi a passare attraverso una boccia di lavaggio prima di arrivare al voltametro.

4. *Risultati generali delle esperienze.* — Faccio seguire senz'altro i resultati che ho ottenuti dalle esperienze.

Come ho detto nei miei precedenti lavori sulla polarizzazione, osservo anche qui che l'ultima cifra decimale nei valori delle f. e. m. riferite non è del tutto esatta, sia perchè la diminuzione della polarizzazione per la non istantanea chiusura del voltametro sull'elettrometro poteva raggiungere 0,002 volta, sia perchè era facile commettere errori dello stesso ordine di grandezza per via della lettura della graduazione del reostato a liquido. Tale cifra decimale è quindi approssimata di due o tre unità.

Dividerò in diversi gruppi i resultati delle esperienze, a seconda del gas adoperato per saturare l'acqua.

Ho già detto che questa veniva ottenuta molto ben disaerata. Riguardo alla sua purezza faccio osservare che collegando il voltametro direttamente con la pila polarizzante, senza intercalare alcuna resistenza ausiliaria, nel vuoto avevo solo una debole, ma ben visibile, scomposizione dell'acqua. Alla pressione ordinaria l'elettrolisi era molto minore; solo delle piccole bollicine, che si seguivano ad intervalli di uno e due

secondi, si sviluppavano in diversi punti dell' elettrodo negativo.

Aereggiando il liquido le bollicine diventavano alquanto più numerose.

Questo fatto sembrerebbe provare che la resistenza elettrica dell' acqua diminuisca leggermente con l'aereggiamento.

I. Esperienze con l' aria.

5. La boccia di lavaggio, attraverso cui l'aria doveva gorgogliare prima di arrivare al voltametro, conteneva una soluzione concentrata di idrato sodico, la quale ne tratteneva l'anidride carbonica. Era essenziale tale depurazione, poichè l'anidride carbonica acidificando l'acqua del voltametro avrebbe apportato variazioni nella f. e. m. di polarizzazione, indipendentemente dall'aereggiamento.

La stessa soluzione di idrato sodico bastava inoltre a trattenere anche le traccie di ammoniaca e il pulviscolo contenuti nell'aria.

Le tabelle seguenti portano nella 1ª colonna l' ora a cui ho eseguite le varie esperienze, perchè risalti il tempo decorso da una esperienza all'altra; nella 2ª colonna la f. e. m. massima di polarizzazione espressa in volta, nella 3ª colonna la temperatura di ogni esperienza e nell'ultima le osservazioni necessarie.

1.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 12,5′	2,396	11°,2	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
12,10	2,389	11,2	
12,15	2,395	11,2	
12,20	2,401	11,2	Ho fatto rientrare l'aria.
12,30	2,398	11,1	Ho cominciato a far gorgogliare l'aria attraverso il liquido.
12,45	2,400	11,1	
13,2	2,395	11,1	
13,20	2,391	11,0	
13,45	2,385	11,1	
14,20	2,387	11,0	
15,5	2,387	10,8	
16,0	2,386	10,8	

Dalla precedente tabella appare che appena fatta rientrare nel voltametro l'aria, la f. e. m. massima di polarizzazione è leggermente aumentata. Questo fatto, confermato dalle altre esperienze, dipende dall'aumento della pressione nel voltametro; esso infatti apporta un corrispondente aumento nella f. e. m. di polarizzazione. — Il salto che si riscontra al nono valore della f. e. m. è probabilmente dovuto a leggiero aumento della temperatura.

2.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 9,10'	2,411	10°,4	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
9,15	2,408	10,4	
9,20	2,415	10,3	Ho fatto rientrare l'aria.
9,37	2,415	10,4	Ho cominciato a far gorgogliare l'aria attraverso il liquido.
9,55	2,410	10,6	
10,30	2,410	10,7	
11,5	2,407	10,7	
11,42	2,402	10,7	
12,20	2,403	10,8	
13,15	2,400	10,7	

3.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 9,35'	2,427	8°,7	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
9,40	2,427	8,8	
9,45	2,431	9,0	Ho fatto rientrare l'aria.
10,2	2,431	9,0	Ho cominciato a far gorgogliare l'aria attraverso il liquido.
10,16	2,425	9,0	
10,40	2,421	9,2	
11,5	2,421	9,2	
11,34	2,418	9,1	
12,0	2,420	9,2	
12,40	2,420	9,3	

II. Esperienze con l'ossigeno.

6. L'ossigeno è stato preparato per mezzo del biossido di manganese e dell'acido solforico, ed è stato purificato facendolo passare attraverso una soluzione di idrato potassico.

4.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 11,15′	2,391	12°,7	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
11,22	2,397	12,6	
11,25	2,391	12,6	
11,30	2,394	12,6	
11,37	2,398	12,7	Ho fatto rientrare l'aria.
11,54	2,396	12,7	Ho cominciato a far gorgogliare l'ossigeno.
12,10	2,390	12,6	
12,30	2,389	12,5	
12,57	2,386	12,5	
13,40	2,384	12,5	
14,31	2,386	12,3	
15,28	2,380	12,2	

5.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 13,20′	2,395	11°,7	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
13,27	2,392	11,7	
13,31	2,402	11,8	Ho fatto rientrare l'aria.
13,45	2,398	11,7	Ho cominciato a far gorgogliare l'ossigeno.
13,58	2,399	11,8	
14,21	2,397	11,8	
14,45	2,391	11,9	
15,10	2,391	11,8	
15,46	2,387	11,8	
16,20	2,384	11,6	
17,6	2,384	11,6	

III. Esperienze con l'idrogeno.

7. L'idrogeno è stato preparato per mezzo dello zinco e dell'acido solforico, ed è stato depurato facendolo passare attraverso a soluzioni di nitrato d'argento, di nitrato di piombo e di bicloruro di mercurio.

6.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 9,47'	2,420	8,1°	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
9,55	2,415	8,1	
10,0	2,419	8,1	
10,6	2,429	8,1	Ho fatto rientrare l'aria.
10,20	2,423	8,1	Ho cominciato a far gorgogliare l'idrogeno.
10,37	2,421	8,2	
10,54	2,421	8,2	
11,25	2,419	8,2	
11,53	2,414	3,3	
12,30	2,415	8,5	
13,10	2,413	8,5	
14,4	2,413	8,6	

7.

ora in cui è stata eseguita l' esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 12,30'	2,358	14,5°	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
12,35	2,357	14,6	
12,41	2,359	14,5	
12,56	2,368	14,6	Ho fatto rientrare l'aria.
12,15	2,366	14,6	Ho cominciato a far gorgogliare l'idrogeno.
13,31	2,364	14,5	
12,47	2,360	14,5	
13,10	2,362	14,5	
13,41	2,358	14.5	
14,10	2,362	14,4	
14,57	2,359	14,4	

IV. Esperienze con l' azoto.

8. L'azoto è stato preparato facendo passare una corrente 'aria attraverso frammenti di rame riscaldato.

Il gas è stato condotto poi attraverso una soluzione di .cido pirogallico e idrato sodico mescolati per fissare le tracce li ossigeno non assorbito dal rame, e attraverso una soluzione li idrato sodico per assorbire l'anidride carbonica.

8.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 8,28'	2,415	9°,5	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
8,35	2,413	9,5	
8,41	2,421	9,5	Ho fatto rientrare l'aria.
8,57	2,419	9,8	Ho cominciato a far gorgogliare l'azoto.
9,15	2,419	9,8	
9,29	2,415	9,9	
9,45	2,420	9,8	
10,0	2,418	9,9	
10,20	2,419	10,1	
10,42	2,416	10,1	
11,5	2,415	10,2	
11,38	2,416	10,1	
12,4	2,416	10,2	
12,40	2,415	10,4	
13,20	2,415	10,4	
14,20	2,414	10,4	
15,30	2,416	10,5	

9.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 13,43′	2,391	12°,5	La misura è stata eseguita quando nel voltametro vi era il vuoto.
13,50	2,389	12,4	
13,56	2,398	12,4	Ho fatto rientrare l'aria.
14,12	2.398	12,4	Ho cominciato a far gorgogliare l'azoto.
14,35	2,395	12,5	
14,56	2,399	12,4	
15,21	2,395	12,4	
15,48	2,394	12,4	
16,30	2,399	12,3	
17,12	2,394	12,3	
18,5	2,398	12,2	

9. Esaminando le precedenti tabelle, riesce evidente l'influenza dei gas disciolti nell'elettrolito sulla f. e. m. massima di polarizzazione. L'influenza dei vari gas però non è la medesima; infatti mentre quando nell' elettrolito disaerato si fa disciogliere dell'ossigeno si ha una sensibile diminuzione della polarizzazione, adoperando l'idrogeno la diminuzione è anche più piccola, e con l' azoto non abbiamo visibilmente variazione alcuna.

Si è indotti a credere che quando si adopera l' aria per aereggiare il liquido, l'influenza di questa sulla polarizzazione sia sopratutto dovuta all'ossigeno in essa contenuto.

E infatti nelle esperienze con l' ossigeno la diminuzione della f. e. m. massima di polarizzazione è più grande che nelle esperienze fatte con l' aria, in cui l' azione dell' ossigeno può essere mitigata dall'azoto con esso mescolato; ciò appare dai numeri delle tabelle precedenti; e infatti mentre per l'ossigeno la diminuzione della f. e. m. massima di polarizzazione raggiunge in media 0,019 volta, per l'aria tale diminuzione è in media 0,012 volta.

Naturalmente ho calcolato questi valori della diminuzione prendendo la differenza fra il primo valore della f. e. m. alla

pressione ordinaria prima di far gorgogliare il gas attraverso il liquido, e l'ultimo valore alla fine dell'esperienza.

10. Finalmente, per assicurarmi del tutto che le variazioni osservate fossero dovute unicamente all'azione dei gas disciolti nell'acqua, ho fatto varie esperienze preparando l'acqua nella stessa maniera descritta avanti, ma senza fare il vuoto nell' apparecchio.

In tal modo essendo fatta la distillazione nell'aria, ed essendo lasciato il liquido riposare pure in presenza dell' aria, l'acqua ottenuta non poteva essere disaerata.

10.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 8,48'	2,415	10°,5	L'esperienza è stata eseguita alla pressione ordinaria.
8,55	2,410	10,6	
9,10	2,412	10,6	Ho cominciato a far gorgogliare l'aria.
9,28	2,414	10,6	
9,51	2,411	10,7	
10,35	2,413	10,6	
11,20	2,410	10,9	
12,40	2,410	11,0	
13,30	2,408	11,3	

11.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 12,45'	2,399	11°,2	L'esperienza è stata eseguita alla pressione ordinaria.
12,51	2,399	11,2	
12,57	2,397	11,2	Ho cominciato a far gorgogliare l'aria.
13,15	2,340	11,0	
13,34	2,398	11,2	
13,50	2,398	11,1	
14,20	2,341	11,0	
15,0	2,340	10,9	
15,40	2,399	10,9	
16,20	2,396	11,0	
17,30	2,398	11,0	

12.

ora in cui è stata eseguita l'esperienza	f. e. m. massima di polarizzaz. in volta	temperatura in gradi centigradi	OSSERVAZIONI
ore 11,28′	2,395	11°,5	L'esperienza è stata eseguita alla pressione ordinaria.
11,35	2,394	11,5	
11,40	2,395	11,5	
11,46	2,398	11,5	Ho cominciato a far gorgogliare l'aria.
11,58	2,395	11,6	
12,20	2,396	11,6	
12,40	2,394	11,7	
13,5	2,398	11,6	
13,38	2,401	11,5	
13,58	2,402	11,5	
14,45	2,398	11,5	
16,5	2,399	11,3	

È evidente dunque come in questo caso la f. e. m. massima di polarizzazione rimanga costante, anche quando si faccia per lungo tempo gorgogliare l'aria attraverso il liquido del voltametro.

Conclusioni.

11. Le precedenti esperienze mi inducono a concludere:

1.° La f. e. m. massima di polarizzazione è più piccola per acqua che contenga in soluzione dei gas, che per acqua priva di gas.

2.° Fra i gas di cui ho studiato l'influenza, (ossigeno, idrogeno, azoto e aria), l'ossigeno è quello che ha la maggiore azione; dopo vengono l'aria e l'idrogeno, l'azoto infine non ha un'azione sensibile.

3.° Si può ritenere che l'azione dell'aria sia dovuta principalmente all'ossigeno in essa contenuto.

Istituto Fisico della R. Università di Pisa.
Marzo 1899.

SUGLI ARMONICI DELLE VIBRAZIONI ELETTRICHE.

Nota del Prof. D. MAZZOTTO.

Il Dott. M. Lamotte pubblicò recentemente una memoria intitolata « *Ueber electrische Oberschwingungen* » [1]) nella quale, dopo aver esposto i resultati delle sue determinazioni sopra gli armonici forniti dagli oscillatori di Lecher e di Blondlot, mette a confronto questi risultati con quelli da me precedentemente ottenuti sullo stesso argomento, e conchiude esistere fra gli uni e gli altri delle divergenze sostanziali che ritiene inverosimile dipendano da errore da parte sua.

La valentia esperimentale dimostrata dal Lamotte, unita alla circostanza che egli eseguì la maggior parte del suo lavoro nel laboratorio di quelle grandi autorità in materia che sono i Proff. G. Wiedemann e P. Drude di Lipsia, mi indussero ad esaminare se esistano le accennate divergenze e qual peso si debba ad esse attribuire.

Riguardo all' apparato Blondlot, mi pare che le divergenze riscontrate dal Lamotte fra i suoi risultati ed i miei sieno di un ordine molto secondario. Le sue esperienze, infatti, confermano l' esistenza delle vibrazioni coesistenti, in numero di tre e più, da me riscontrate in quell' apparato; confermano pure che tali vibrazioni non formano quella serie armonica con rapporti semplici che il Drude avea intraveduta; di più il Lamotte fa i rapporti fra le lunghezze d' onda delle due prime vibrazioni e trova che questi rapporti sono compresi fra i limiti 1,50 e 2,00 fra i quali sono compresi i rapporti stessi che egli dedusse dalle mie esperienze; se non che, e qui risiederebbe la sola differenza, egli trova che un suo apparecchio dà per questi rapporti dei valori crescenti colla distanza del ponte dall' origine dei fili, mentre uno dei miei apparecchi, che egli dichiara uguale al suo, darebbe per quei rapporti valori decrescenti.

1) M. Lamotte. Wied. Ann. vol. 65, pag. 93, 1898.

Se consideriamo però che dei tre apparati usati dal Lamotte, uno gli diede quei rapporti crescenti, un altro decrescenti ed il terzo li diede decrescenti fino ad una certa distanza del ponte e crescenti per distanze maggiori, dobbiamo conchiudere che la legge di variazione di questi rapporti non è una caratteristica dell'apparato Blondlot in genere, ma dipende dai dettagli di costruzione. Non credo quindi si possa fondarsi sopra una differenza che dipende da una circostanza così accidentale, per dichiarare, come fa il Lamotte, che i suoi risultati differiscono considerevolmente (beträchtlich abweichen) dai miei, mentre vi sono tante altre ragioni per riconoscerne la concordanza.

Veniamo all'apparato di Lecher. Anche riguardo a questo il Lamotte dichiara esservi sostanziali discordanze (wesentlich abweichende Resultate) fra i suoi risultati ed i miei. Tali discordanze consisterebbero in ciò, che, mentre io non ebbi dall'apparato che due sole vibrazioni differenti, da me chiamato primaria e secondaria, delle quali solo la prima poteva dedursi dalla formula di Kirchhoff, il Lamotte trovò invece fino a quattro vibrazioni tutte deducibili da questa formula.

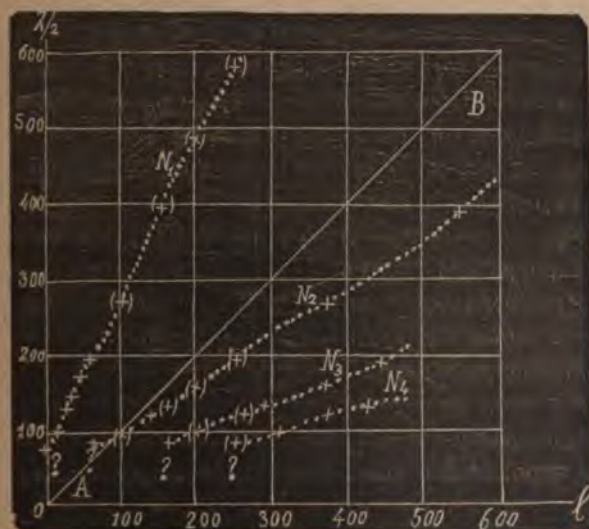
Al Lamotte è però sfuggita una circostanza importante, che cioè le vibrazioni da me considerate sono *vibrazioni che non presentano nodi intermedi fra il ponte ed i condensatori* e che hanno perciò la semionda, $\lambda/2$, di lunghezza maggiore della distanza l, fra il ponte ed i condensatori. Delle vibrazioni con nodi intermedi era superfluo occuparsi non differendo esse dalle precedenti che per l'aggiunta di un numero intero di semionde, aggiunta che si può fare con facilità per trovare le posizioni di tutti i nodi successivi al primo.

Ora, se osserviamo una qualunque delle tabelle dei risultati del Lamotte, per es. quella riprodotta quì sotto da pag. 99 della sua memoria, vediamo che solo i valori $\lambda/2$ della vibrazione fondamentale soddisfanno alla condizione $\lambda/2 > l$, per tutte le altre vibrazioni si ha invece: $\frac{\lambda_1}{2}$, $\frac{\lambda_2}{2}$, $\frac{\lambda_3}{2} < l$; esse ammettono quindi due o più nodi intermedi fra il ponte ed i condensatori, ed è naturale che il Lamotte ne abbia trovate fino

a quattro, colla stessa posizione del ponte, potendosene avere anche di più purchè si prenda maggiore la distanza l.

l	$\frac{\lambda}{2}$	$\frac{\lambda_1}{2}$	$\frac{\lambda_2}{2}$	$\frac{\lambda_3}{2}$
100	273	95	—	—
150	396	128	—	—
200	484	163	97	—
250	576	193	119	84 (?)

Tutte queste vibrazioni altro però non sono che le vibrazioni fondamentali, $\lambda/2$, che si otterrebbero con valori di l compresi fra 100 cm., che è il valore minimo di l usato dal Lamotte, e zero. Per dimostrare ciò nel modo più semplice ed obbiettivo, userò il mio metodo delle linee nodali che si presta ottimamente a discussioni di tal genere.

Per applicarlo al caso della tabella precedente, rappresentiamo graficamente i valori in essa segnati, prendendo per ascisse i valori di l e per ordinate i corrispondenti valori di $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda_1}{2}$ ecc. Così si ottengono i punti indicati nella annessa figura col segno (+).

Si riconosce intanto a colpo d'occhio quali sono le vibrazioni per le quali $\lambda/2 < l$, giacchè i punti che le rappresentano cadono nella regione compresa fra la retta a 45°, AB, e l'asse delle ascisse.

Per costruire le linee nodali non si ha che da trasportare i punti (+) parallelamente all'asse delle ascisse, verso destra o verso sinistra, di un numero intero di mezze onde, con che si ottengono i punti indicati nella figura col segno +. Si vede che i punti segnati (+) ed i punti segnati + da essi dedotti, si allineano secondo le linee nodali N_1, N_2, N_3, N_4, ed in particolare, che tutti i punti corrispondenti alle vibrazioni armoniche, λ_1. λ_2, λ_3, del Lamotte, opportunamente trasportati verso sinistra si allineano sul prolungamento della linea nodale N_1 che comprende i punti appartenenti alla vibrazione fondamentale.

Tali vibrazioni armoniche, altro quindi non sono, come sopra dissi, che le vibrazioni fondamentali che il Lamotte avrebbe ottenute collocando il ponte a distanze l minori di un metro.

Ora, quelle che io denomino *vibrazioni primarie* sono tutte le vibrazioni rappresentate dai punti della linea nodale N_1 fino al suo incontro coll'asse delle ordinate. Rimane così provato che non solo il Lamotte non trovò coll'apparato di Lecher un numero di vibrazioni maggiore delle due da me trovate, ma che anzi tutte le vibrazioni da lui osservate appartengono alla categoria delle *vibrazioni primarie* e mancano le *vibrazioni secondarie*. Siccome poi, per tutte le vibrazioni primarie dimostrai valevole la formula di Kirchhoff, così è naturale che il Lamotte abbia potuto dedurre dalla medesima tutte le vibrazioni da lui riscontrate.

A conclusioni identiche si perviene discutendo collo stesso metodo i risultati delle altre serie di esperienze del Lamotte, dirò anzi di più che, applicando lo stesso metodo di discussione anche alle serie di esperienze eseguite dal Lamotte coll'apparato Blondlot, si trova che le tre vibrazioni da lui trovate coi due primi apparecchi si riducono a due, e le cinque vibrazioni del terzo apparato si riducono tutt'al più a tre.

Può parer strano che il Lamotte, nel suo studio così diligente coll'apparato di Lecher, non si sia imbattuto in vibra-

zioni appartenenti alla categoria delle vibrazioni secondarie. La ragione sta in ciò che negli apparati da lui usati le vibrazioni secondarie aveano lunghezze d' onda inferiori a quelle che egli poteva determinare con sicurezza colla disposizione sperimentale da lui adottata. Infatti nella tabella dei suoi risultati le lunghezze d' onda più piccole sono contrassegnate con un (?) e quindi, date come incerte, e queste lunghezze d'onda, come risulta dalla figura, corrispondono molto prossimamente al punto in cui la linea nodale N_1 incontra l' asse delle ordinate, punto che, secondo le mie esperienze, segna il limite fra le lunghezze d' onda primarie e secondarie.

Quindi, per osservare delle vibrazioni secondarie, il Lamotte avrebbe dovuto: od adottare una disposizione sperimentale che gli permettesse di determinare con sicurezza delle lunghezze d' onda minori di quelle che potea determinare col suo apparato, oppure adottare apparati che dessero vibrazioni secondarie di maggior lunghezza d' onda, aumentando per es. la lunghezza dei fili primari congiungenti l' intervallo della scintilla coi condensatori.

In appoggio ai miei risultati noterò che il Dott. von Geitler [1]) ha recentissimamente dimostrato per via teorica e verificato esperimentalmente la presenza di due vibrazioni fondamentali nell' apparato di Lecher, e che, avendo egli calcolate colle sue formule le mie esperienze, trovò una soddisfacente concordanza fra i valori delle lunghezze d' onda primarie e secondarie date della teoria e quelle da me ottenute esperimentalmente.

Anche il v. Geitler riconosce che nelle esperienze del Lamotte non figura che la vibrazione primaria e gli armonici superiori che da questa derivano.

Conclusione.

I risultati da me ottenuti coll'apparato di Blondlot sono qualitativamente concordanti con quelli trovati dal Dr. Lamotte, e la concordanza ha luogo anche quantitativamente, per quanto

1) J. v. Geitler. Wied. Ann. Vol. 66, pag. 999, Dicembre 1898).

lo possono permettere le differenze di dimensioni e di costruzione dei nostri apparecchi. A tali differenze sono da attribuirsi le diversità trovate dal Lamotte nell' andameuto dei rapporti fra i valori numerici suoi e miei, il che è provato anche dal fatto che uguali diversità presentano fra loro i risultati ottenuti dal Lamotte stesso con apparati differenti.

Riguardo all' apparato di Lecher, le esperienze del Lamotte non contraddicono i risultati da me ottenuti, e confermati dal v. Geitler, che cioè da quell' apparato si possano ottenere due vibrazioni fondamentali (senza nodi intermedi fra il ponte ed i condensatori): la *primaria* che obbedisce alla formula di Kirchhoff e la *secondaria* che non vi obbedisce; inquantochè, il maggior numero di vibrazioni trovate dal Lamotte non è che apparente, anzi esse si riducono tutte alla categoria delle vibrazioni primarie, ciò che spiega perchè esse ubbidiscano tutte alla formula di Kirchhoff. Le vibrazioni secondarie sfuggirono al Lamotte perchè ne' suoi apparecchi esse aveano lunghezze d'onda inferiori a quelle che egli potea determinare con sicurezza.

IL POTENZIALE ELETTRICO NELL' ARIA,

del Prof. E. SEMMOLA.

(Largo sunto di una Nota pubblicata negli Atti del R. Istit. d'Incoraggiamento di Napoli. Vol. 11, n. 7).

Per molto tempo fu creduto che il potenziale elettrico dell' aria dovesse crescere col crescere delle altezze. Primo il Prof. Palmieri nel 1870 ebbe il dubbio che ciò non fosse vero, ed insieme coll'A. di questa Nota istituì delle esperienze in proposito. Una prima serie fu fatta nella città di Napoli, usando due apparati a conduttore mobili ben comparati e dando ai conduttori corse uguali. Uno di essi era collocato alla Specola dell'Università, l' altro veniva trasportato e collocato nei diversi giorni in vari punti della città, posti a diversa altezza. Così i due osservatori, nel medesimo istante misuravano i potenziali elettrici dell' aria a diversi livelli.

Una seconda serie di misure per differenze di altezze più notevoli fu eseguita con osservazioni contemporanee fatte alla Specola Universitaria (57 m.), all' Osservatorio di Capodimonte (149 m.) ed all'Osservatorio Vesuviano (637 m.).

I risultati di tutte queste misure furono comunicati dal Palmieri con diverse note all' Accademia delle Scienze (l' ultima delle quali porta la data dell' Ottobre 1893) e lo condussero a questa conclusione « che in tutte le giornate calme e serene i valori del potenziale elettrico dell' aria alla stazione inferiore superano quelli della stazione superiore ».

Questa legge trovata dal Palmieri fu in seguito confermata dalle osservazioni eseguite dal P. Denza agli Osservatori di Moncalieri e del piccolo S. Bernardo, da quelle fatte in alcune ascensioni come quella di André a Lione, come l' altra del luogotenente Groy a Berlino ed infine nell' ultima compiuta dal sig. Le Cadet a Parigi. I risultati da lui ottenuti in questa ascensione fatta nel Settembre 1897 sono esposti in una nota presentata all' Istituto di Francia, sotto il titolo « Studio della variazione normale del campo elettrico dell'aria nelle alte regioni dell' atmosfera. Questa ascensione, dice il sig. Le Cadet, fu eseguita in condizioni favorevoli, il cielo era purissimo ed assolutamente senza nuvole, solo gli strati bassi erano caliginosi. Dalle sue osservazioni egli potè concludere che il potenziale elettrico dell' aria diminuisce quando aumenta l' altezza sulla terra, la diminuzione è generalmente rapidissima nel primo chilometro di elevazione, meno rapida nel secondo, debolissima nel terzo e quarto. Le osservazioni del sig. Le Cadet vengono dunque a confermare quelle del Palmieri, di cui però egli si dimentica di ricordare il nome. È per supplire a questa omissione che l' autore ha scritto la presente nota, per rivendicare al Palmieri la priorità della scoperta che il potenziale dell' aria diminuisce col crescere dell' altezza.

Di più il sig. Le Cadet dice che alla superficie della terra il potenziale dell' aria era 150 volta, a poco più di 1000 metri era disceso a 44 volta, da cui egli deduce che la diminuzione del potenziale è rapidissima nel primo chilometro di elevazione. Questo può dipendere dal fatto già provato dal Palmieri

e tante volte verificato anche dal Prof. E. Semmola che co l' apparire delle caligini, e spesso anche prima che quest siano visibili, il potenziale elettrico dell' aria cresce notevo mente.

Ciò posto il potenziale elettrico dell' aria di 150 volta tr vato dal Cadet alla superficie della terra può benissimo ess dovuto alle caligini basse da lui osservate, se queste fosser mancate, come sarebbe avvenuto elevandosi nelle ore più ava zate del giorno, il potenziale elettrico della terra sarebbe sta meno alto, e quindi sarebbe stata meno rapida la diminuzio nel primo chilometro di osservazione, come del resto risult dalle stesse osservazioni eseguite dal Palmieri.

L. MAGRI.

RICERCHE SUL FENOMENO RESIDUO NEI TUBI A RAREFAZIONE ELEVATA, *di* ALESSANDRO SANDRUCCI.

(Largo sunto della Nota pubblicata nei Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 8°, 1° sem, ser. 5., fasc. 8°, 1899).

L'A. chiama fenomeno residuo, indicandolo per brevità con la notazione F. R., il fenomeno da lui osservato nei tubi del Crookes, per cui il catodo prosegue ad emettere raggi catodici dopo cessata l' azione eccitatrice del tubo [1]).

Essendogli stato osservato che nel fenomeno avrebbe potuto aver parte essenziale o totale il rocchetto eccitatore, poichè la relazione dei suoi esperimenti lasciava il dubbio che egli non avesse staccato il rocchetto dal tubo durante l'azione del campo magnetico (e in realtà era vero), l' A. ha voluto iniziare una serie di esperienze per chiarir questo punto e più che altro ricercare se il F. R. si producesse anche cogli effluvi unipolari.

Le esperienze che l'A. riferisce lo hanno condotto a stabilire che il F. R. non dipende da un' azione susseguente nell' apparecchio eccitatore; che si produce con intensità e durata

1) A. Sandrucci — Fosforescenza del vetro ed emissione di raggi catodici cessata l' azione eccitatrice del tubo. — N. Cimento, S. 4., vol. 6, Novembre 1897.

molto amplificate sotto l'azione di certi effluvi unipolari; che dipende dai tubi adoperati e forse dal grado di vuoto in essi esistente e risente l'influenza di cause esterne, come cariche elettrostatiche, ecc. Il macchinario che l'A. ha adoperato è stato quello già descritto in lavori precedenti. Nelle ricerche cogli effluvi unipolari ha tenuto sempre il rocchetto ben isolato dal suolo e isolato anche il polo del rocchetto non attivante il tubo. Ha riscontrato che il F. R. persiste nell' *effluvio bipolare* quando si separa il tubo dall'eccitatore nel medesimo istante che il funzionamento di questo viene interrotto; ma l'A. descrive solo il modo di sperimentare in questo senso coll' *effluvio unipolare positivo* perchè i fenomeni in tal caso gli si sono presentati più cospicui e duraturi.

Effluvio unipolare doppio. — Ambedue gli elettrodi di ogni tubo sono riuniti al polo funzionante. Il campo magnetico rivela in tutti e quattro i tubi emissione contemporanea di normalcatodici da ambedue gli elettrodi. La luminosità dei tubi per tutti è maggiore coll'effluvio (+) che col (—). Il n. 1 e il n. 4 non danno F. R.: il n. 3 col solo effluvio (+) in modo appena visibile ed il n. 2 ben sensibile e per l'elettrodo concavo terminale della durata di 1", per il piano $<$ 1".

Effluvio unipolare semplice. — Un solo elettrodo dei tubi riunito ad un polo del rocchetto. Avendo i tubi elettrodi differenti di forma e di grandezza, l'A. sperimenta tenendo successivamente ogni elettrodo unito al rocchetto e l'altro isolato o in contatto col suolo. Nè coll'effluvio (+) nè col (—) in nessuno dei 4 casi possibili il tubo n. 1 gli ha dato F. R. L'elettrodo che non è collegato al rocchetto non emette normalcatodici se non quando è al suolo e l'effluvio eccitatore è (+), nel qual caso l'aspetto del tubo è identico a quello comune *bipolare*, ma affievolito: e in generale gli elettrodi a punta emettono molto meno catodici di quello a disco.

Il n. 4 coll'effluvio (+) e l'elettrodo *piano* impegnato col rocchetto (isolato il semicilindrico) dà F. R. seguente i normali spostamenti magnetici e di più una luminosità residua che riempie tutto il tubo come una nebbia e sotto l'azione magnetica si ritira verso l'elettrodo come fanno i catodici del F. R., che dura 2"-3".

È notevole che la figura di concentrazione dei catodici del F. R., oltre venire a formarsi proprio là dove formasi quella simile, ma più intensa, nel funzionamento del rocchetto, tremola leggermente, come tremola questa forse per oscillazioni dell' elettrodo: il che conferma, se ancora ce n' è bisogno, che il F. R. è dato da un vero proseguimento di emissione di normalcatodici da parte dell' elettrodo.

Il n. 2 con l' efflluvio (—) in nessuno dei casi possibili, relativi ai due elettrodi, produce F. R.: lo sviluppa invece così intenso col (+) che l'A. ne approfitta per verificare la supposta dipendenza del fenomeno dal rocchetto. Colloca il tubo periforme col diametro maggiore verticale e l' elettrodo *concavo* (terminale) in basso: da questo parte un filo di rame che pesca in un pozzetto di mercurio, nel quale pesca pure il reoforo del rocchetto eccitatore. Uno spinterometro colle palline tenute molto distanti fra loro, è collocato fra i due poli del rocchetto. Funzionando questo, il tubo si illumina con uniformità e fluorescenza verdognola meno intensa dell' ordinaria (efflluvio bipolare). Dal centro dell' elettrodo funzionante parte un pennello molto visibile di luce meno verdognola, energicamente respinta dal dito e da qualunque conduttore al suolo avvicinato al tubo.

Questa però non è causa della fluorescenza antielettrodica. Interrotto il funzionamento del rocchetto, rimane nella regione antielettrodica sensibile fluorescenza col medesimo aspetto di quando il tubo funziona: sul principio è continua, poi vacillante. Creando subito il campo magnetico, disposto in modo da concentrare vicino all' elettrodo i catodici normali allorchè il rocchetto funziona, la fluorescenza residua lascia istantaneamente la cupola per portarsi presso l' elettrodo, formando una striscia, lunga circa 4 centim., larga $^1/_2$, luminosa in verde intenso: ed è pronta a ritornare alla cima del tubo quando cessi l' azione magnetica o viceversa parecchie volte (sin più di 10). Notevole è che una tale striscia di concentrazione, appena comincia l' azione del magnete si mostra assai più lunga che dopo qualche secondo e, seguitando, non solo si affievolisce nello splendore, ma *va raccorciandosi dalla parte antielettrodica*. Questa striscia, che dimostra con sin-

golare evidenza il F. R., può durare a vedersi in certi casi fino per 70".

Con la disposizione indicata l'A. ha potuto verificare che:

1.° Il F. R. persiste quando, cessata la scarica del rocchetto, si chiude contemporaneamente collo spinterometro il secondario di esso: e non ne risente modificazione alcuna.

2.° Persiste anche bene intenso quando scoccano, durante il funzionamento del rocchetto, scintille allo spinterometro.

3.° Persiste quando si stacchi non molto bruscamente il filo di rame dall' anellino dell' elettrodo, sia colle mani, sia con un isolante; quando si tolga dal pozzetto di mercurio il reoforo del rocchetto e quando si ponga il mercurio al suolo con un filo conduttore.

4.° Cessa però subito se, nello staccare il filo dall' anellino, si tocchi con esso la parete del tubo.

Allorquando uno degli elettrodi è al suolo, se è il *piano* non si ha traccia di F. R. da nessuna parte: se è il *concavo* si ha produzione di F. R. anche da parte di questo (come di normalcatodici) e con intensità maggiore che per parte dell'altro: la durata però è breve per ambedue, non superando 3" con forte corrente primaria. Notevole che la striscia che si dipinge in verde sul vetro *sembra come venir deviata sempre più* dal principio alla fine del fenomeno.

L'A. è passato quindi a ricercare l' influenza di alcune condizioni esterne sulla produzione, sull' aspetto, sulla durata del F. R. Ecco le prove che gli han dato risultati più sicuri ed interessanti.

Influenza sul F. R. della natura del tubo (grado di vuoto?) e dell' elettrodo funzionante. — In questa parte le ricerche dell'A. sono ancora incomplete.

Influenza di una corrente primaria variabile nel rocchetto. — Si osserva spesso, circa a metà della durata del F. R., come un risveglio di intensità nella fluorescenza spostata dal magnete che passa presto e dopo il quale essa rapidamente declina: sempre il fenomeno termina con intermittenze, cioè sparizioni ed apparizioni della striscia fluorescente. L' A. ha ricercato l' influenza che può avere su queste, come sulla durata del F. R. il valore della corrente primaria.

Influenza di una distanza esplosiva in serie col tubo. — Lo spinterometro inserito tra il polo del rocchetto e il tubo (n. 2), determina un intervallo di scintilla variabile a piacere. Gli esperimenti che l'A. riferisce sono stati fatti tutti coll'effluvio unipolare (+) perchè coll'effluvio (—) non è mai comparso F. R.

Influenza del campo magnetico. — Diminuendo l'intensità del campo fino a ridurla metà non si nota variazione nella durata e negli altri caratteri del F. R. tenuto conto di tutto, quando non vi è scintilla e quando vi è fino alla lunghezza massima ecc.

Influenza della inserzione di una capacità fra il tubo e il rocchetto. — Con effluvio (+) e la presenza di una capacità un po' notevole, i tubi funzionano stentatamente, cioè con luminosità debole, balzellante e intermittente e pochissima fluorescenza dalla parete; ma il F. R. *perdura assai vivo*, subendo le solite intermittenze a periodo di circa 1". Diminuendo la capacità il tubo funziona meglio, *si accresce la durata del* F. R. e le intermittenze hanno un periodo più breve.

Influenza di conduttori isolati o no, a contatto col tubo o ad esso vicini, o caricati elettrostaticamente. — Col tubo n. 3 l'A. ha sperimentato incollandovi leggermente intorno, in un piano normale all'asse maggiore e distante 6 centim. da quello dell'elettrodo funzionante (terminale), una fascia di stagnola larga 1 $^1/_2$ centim. Ecco in vari casi i risultati più sicuri.

1.° *Fascia isolata.* — Il F. R. non subisce mutazione. Se però, mentre si produce, si tocca col dito la fascia, scocca una piccola scintilla rumorosa ed il F. R. *sparisce immediatamente*. Se, interrotta la scarica del rocchetto, si tocca prima col dito la fascia e poi si fa agire il magnete, *non comparisce* F. R.

2.° *Idem e unita a notevole capacità.* — Si illumina il tubo, comparisce F. R. e rimane immutato quando la fascia si separi dalla capacità.

3.° caso. *Fascia al suolo.* — Il tubo non si illumina e solo si ha vivace fiocco crepitante dall'anellino dell'elettrodo che funziona.

Sul tubo n. 2, tenuto verticale come è detto in antecedenza, l'A. ha sperimentato mediante due anelli circolari di ottone ben regolari, scorrevoli e fissabili a varie altezze lungo un' asta verticale, in tutto simili a quelli che servono per sostenere le capsule sulle fiamme. Uno più ampio, circondando il tubo, poteva toccarlo in una sezione distante dall' elettrodo funzionante centim. 9,5 e parallela al piano di esso, l' altro minore in una sezione distante soli cent. 3. Per dare a questi anelli una carica elettrostatica l'A. si è servito di una Winter di mediocre potenza.

Anello maggiore. — 1.° caso: anello in contatto col tubo ed isolato.

Il tubo si illumina ottimamente. Il pennello elettrodico assiale del tubo, dopo avere oltrepassato il piano dell' anello, *piegasi brusco in linea curva e va ad incontrare la parete;* quivi non produce aumento di fluorescenza e il punto in cui l' incontra dipende anche dalla posizione di conduttori vicini, dai quali il pennello viene come respinto.

Gli incontri colla parete si fanno però in ogni caso alla medesima distanza dall' elettrodo. Il F. R. è di intensità discreta e dura circa 7". Dando all' anello una carica elettrostatica (+), il F. R. subisce le seguenti modificazioni.

a) *si fa più intenso, ampio, luminoso, conservando però il suo aspetto solito.*

b) *dura, a quanto pare, indefinitamente col funzionare della macchina.*

c) *segue nella intensità perfettamente le medesime vicende seguite dal funzionamento della macchina elettrostatica.*

Se, interrotto il rocchetto e attivato immediatamente il magnete, si attende che il F. R. sia finito, cioè scomparsa la striscia di fluorescenza verde sulla parete di vetro e qualunque luminosità del tubo, e quindi si dà all' anello la carica (+), *il tubo si illumina di nuovo e ricomincia il* F. R.

Questo può ripetersi parecchie volte. Se però il tubo è lasciato molto a lungo in riposo, *la carica non provoca nulla.*

Se, inattiva la macchina e agendo il rocchetto, il tubo stenta ad illuminarsi, la carica lo eccita subito.

Dando all' anello carica (—) il F. R. cessa immediatamente e il tubo si oscura: ma, seguitando a caricare, riapparisce la luminosità, bensì con aspetto nuovo; è più una luminosità del gas interno che delle pareti, come se queste respingessero il gas verso il mezzo del tubo. La luminosità è color lavanda-violaceo e sente l' azione del campo magnetico, spostandosi in specie vicino all' elettrodo.

2.° caso. — Anello in contatto col tubo e col suolo.

La luminosità del tubo è più intensa che nel caso precedente, come più intensa è la luminosità del pennello elettrodico.

Questo si allarga a nappa all' estremo e rende perfettamente l' immagine di uno zampillo liquido che, uscendo dall' elettrodo come da un tubo cilindrico, si innalzi verticale e compatto e in cima venga a piegarsi in basso e disperdersi in goccie. Interrotto il funzionamento del rocchetto rimane ancora luminoso il tubo, specie nelle vicinanze dell' anello, e si vede ancora traccia del pennello elettrodico nei pressi dell' elettrodo. Il F. R. *si fa più vivace, netto, marcato e fisso: dura 25″.*

3.° caso. — Anello distante 3 mm. dalla parete e isolato.

L' illuminazione è poco diversa da quando non c'è l'anello. F. R. dura 10″. Dando carica (+) dura 15″-18″, ma non prosegue a mantenersi.

4.° caso. — Idem e al suolo.

Scoccano scintilline fra l' anello e il vetro. La luce interna è irregolare, la violacea assai agitata, ripiegata e saltellante. Il F. R. dura 8″. Abbassando l' anello e quindi aumentando la distanza dal vetro, la durata passa a 5″ e 4″, cioè come quando non c' è l' anello.

Anello minore (casi identici ai precedenti).

1.° Il tubo *non si illumina:* ma dando all' anello una carica (+) si illumina precisamente come coll' anello più grande, e rimane illuminato finchè funziona la macchina per poi subito spegnersi e così seguitando. Il F. R. viene continuato a lungo dalla carica *ma non indefinitamente.* Se si dà

una carica (--), il tubo comincia coll' illuminarsi ma poi si spegne ed il F. R. non si produce che per breve tempo.

2.° Non si illumina mai.

3.° Sul principio non si illumina, poi comincia ad illuminarsi intermittentemente ed irregolarmente. F. R. appena sensibile e fugace.

4.° Come nel caso precedente: però il tubo si illumina meglio ed il F. R. è un po' più saliente.

Ognuno vede come, cercando di interpetrare i risultati ottenuti, in specie gli ultimi esposti, si potrebbe ricavarne alcune conclusioni di un certo interesse e un po' di luce sull' origine e sulla natura del F. R. L'A. ritiene però dal canto suo più opportuno attendere i risultati delle prove coi tubi speciali, evacuabili a piacere, già da lui iniziate e poi forzatamente interrotte, e che si accinge a proseguire e condurre a termine.

M. PANDOLFI.

LIBRI NUOVI

TRATTATO PRATICO PER MISURE E RICERCHE ELETTRICHE,
per ANGELO *e* FEDERICO BATTELLI.

(Società editrice Dante Alighieri, Roma 1898).

È con vera compiacenza che abbiamo veduto arricchirsi la nostra letteratura scientifica di un trattato che soddisfa ad un bisogno sentito dalla numerosa schiera di persone che per studio, professione o diletto hanno da maneggiare istrumenti elettrici. L' immenso sviluppo che hanno assunto in questi ultimi tempi gli studi di elettricità e le loro applicazioni, ha creato per gli scienziati e pei tecnici nuovi bisogni di apparecchi per la produzione, maneggio e misura delle funzioni elettriche e di metodi per ottenere dagli apparecchi stessi i migliori risultati.

A questi bisogni hanno largamente corrisposto la scienza e l' industria elettrica così che, all' atto pratico, si affaccia l' imbarazzo della scelta fra una moltitudine di apparecchi e

di metodi non tutti certo ugualmente adatti ad uno scopo prestabilito.

A ben pochi è dato di aver raccolto tanta esperienza in materia, da sapersi con sicurezza togliere da tale imbarazzo, e, chi sia pur pervenuto ad acquistarla in un campo determinato di ricerche o di applicazioni, si trova ad averne difetto tosto che passi ad un campo diverso. Gli necessita quindi uno studio preparatorio per la scelta degli apparecchi e dei metodi da applicare, studio dal quale dipende essenzialmente la bontà dei risultati ricercati, e pel quale sarebbero guida poco sicura quella, sempre troppo ottimista, dei cataloghi dei costruttori e delle stesse memorie degli inventori.

Gli abbisogna all'uopo una guida disinteressata, che, elevandosi a considerare obbiettivamente i pregi ed i difetti dei singoli apparecchi e metodi, gli dica a quali scopi ciascuno di essi può servire, le difficoltà che si incontrano nell'usarlo ed il modo di superarle, la via da seguire per meglio calcolare e correggere i risultati, il limite di precisione che a questi si può attribuire ecc.

Il fornire tale guida, ecco l'intento che si prefissero gli autori del presente trattato, ed è giusto riconoscere che vi sono perfettamente riusciti. La loro opera non sarà meno utile in mano del principiante che in quella dell'esperimentatore provetto, dello scienziato come del pratico, dell'industriale come del professionista tutti trovandovi la parte loro.

Chi difetti di nozioni teoriche o voglia rinfrescarle o rimodernarle trova nella I parte del volume una succinta e didatticamente pregevolissima esposizione delle nozioni e leggi fondamentali di cui abbisogna per comprendere tutte le altre parti del libro, la quale lo esime dal bisogno di ricorrere ad altri trattati.

I primi quattro capitoli della II parte contengono una dettagliata descrizione degli apparati per la produzione e trasformazione della energia elettrica; i seguenti tre capitoli descrivono gli istrumenti di misura delle quantità elettriche, il modo di usarli e campionarli, e l'ottavo capitolo descrive gli accessori che possono occorrere nelle applicazioni più svariate, il tutto con una copia di particolari, di cautele, di avvertimenti,

da renderne facile e sicura la scelta e l'applicazione anche ai meno provetti.

Nella III parte sono descritti i metodi di misura delle grandezze elettriche, ed è qui dove l'esperienza personale ed i larghi mezzi a disposizione degli autori hanno avuto più largo campo da manifestarsi, inquantochè, oltre alla copiosa raccolta di metodi, si trova per ciascuno di essi la discussione dei pregi e difetti, il modo di eliminare le cause di errore, il limite d'approssimazione che concede e finalmente uno o più esempi numerici, tratti da esperienze direttamente eseguite dagli autori cogli apparati e metodi descritti, che tolgono quel qualunque dubbio che ancora rimanesse sul modo di applicarli.

Se i fisici, i chimici, gli industriali, i montatori elettricisti ecc. troveranno da cogliere larga messe dalle prime tre parti del trattato, l'ultima parte di esso deve soddisfare pienamente la numerosa classe di persone che, per studio o per professione, devono applicare i fenomeni elettrici agli esseri viventi. La IV parte infatti è interamente dedicata alle *Applicazioni alla fisiologia ed alla terapia*, per le quali i metodi generali tanto di applicazione che di misure devono subire modificazioni inerenti alla natura tutta speciale dei soggetti sottoposti ad esperimento.

Questo ramo di applicazioni elettriche, che, or non sono molti anni, era tutto in mano all'empirismo, ha dovuto sottoporsi ad un rigoroso regime di misura, senza del quale, non solo diversi, ma affatto opposti, esser possono gli effetti ottenuti dai ricercati.

I medici professionisti ed i biologi in genere non hanno agio di applicarsi a lunghi studi preparatori di elettricità pur avendo bisogno di ricorrere spesso ad essa per studiarne gli effetti sui fenomeni della vita normale e chiederle la diagnosi o la cura nei casi patologici. Essi quindi, più che altri mai, abbisognano di una guida fedele e sicura in tali applicazioni, che non sono certo le più facili, nè le più scevre da responsabilità; di una guida che spieghi della teoria degli apparecchi quel tanto che basti a farne comprendere il funzionamento ed a ricercare le cause per le quali questo venisse a mancare; di una guida che insegni con facili misure a proporzionare

l' agente all' effetto che se ne vuol ottenere; di una guida, in una parola che dia loro in breve tempo quel grado di esperienza in materia che solo con lunghi e lunghi anni di pratica di clinica e laboratorio, e dopo incontrati tanti insuccessi, si potrebbe acquistare.

A tali requisiti soddisfa ottimamente questa parte del libro, cui, la competenza tutta speciale di uno degli autori in tale genere di studi, ha impresso un tal carattere di profondità, modernità e praticità, da renderla non solo utile ma assolutamente necessaria nelle mani del medico e del fisiologo, che troppo si risentono della mancanza di opere generali che trattino degnamente questa materia.

A rendere più completo e quasi autonomo il trattato, gli autori hanno aggiunto alla fine una ricca raccolta di tabelle numeriche e di costanti fisiche che più sovente occorrono nelle applicazioni.

Il volume, di 1200 pagine, è illustrato da circa 800 figure, talvolta eleganti, sempre nitidissime, e termina con un dettagliato indice alfabetico, che, insieme all' indice analitico, facilita la ricerca degli argomenti speciali.

Auguriamo che tale opera, frutto di tante cure da parte degli autori e della Società editrice, abbia la fortuna che ben si merita.

Prof. D. Mazzotto.

DIZIONARIO TECNICO IN QUATTRO LINGUE.

(Italiano, Francese, Tedesco, Inglese)

Ing. EDOARDO WEBBER.

(4 vol. - Hoepli, editore. Milano 1897-1899)

Riesce in generale molto difficile lo studio delle opere scientifiche — specialmente quelle scritte in tedesco e in inglese — anche quando si conoscano bene le lingue straniere, e ciò a causa dei vocaboli tecnici che in generale si imparano solo dopo lunga pratica e faticoso studio.

Un dizionario tecnico doveva quindi essere desiderato dagli studiosi; non perchè non esistano dizionari tecnici in due

o più lingue, ma perchè la maggior parte di essi non comprendono la nostra lingua, così che per gli studiosi italiani non possono riuscire utili, e i pochi che la contengono sono poco pratici.

Ciò invece non è per il « Dizionario Tecnico in 4 lingue » dell'Ing. Webber, il quale solo raccoglie i termini più usuali dell'ingegneria e delle diverse industrie, ed è quindi diretto agli ingegneri e agli studiosi di scienze fisiche e matematiche.

Il dizionario è stampato in quattro volumi:

Il vol. I, (pagine 351) riporta in colonne parallele i vocaboli tecnici, disponendoli in ordine alfabetico rispettivamente alla lingua italiana.

Il vol. II, (pagine 409) invece porta i vocaboli disposti in ordine alfabetico rispettivamente alla lingua tedesca.

Nel vol. III, (pagine 509) gli stessi vocaboli sono invece disposti in ordine alfabetico rispettivamente alla lingua francese.

Nel vol. IV finalmente (pagine 659) i vocaboli tecnici sono disposti in ordine alfabetico rispettivamente alla lingua inglese.

R. Federico.

LE LABORATOIRE D'ÉLECTRICITÉ.

par le D.r J. A. FLEMING.

Traduit de l'anglais par J. L. ROUTIN.

Quest'opera, pubblicata con solerte cura dall'editore Gauthier-Villars, è dedicata specialmente agli ingegneri che desiderano acquistare la pratica delle misure elettriche, conoscendone già la teoria; ed è grandemente utile per rammentare, al momento voluto, la via da seguirsi e le formule da adoprarsi in una determinata misura.

Vi si trovano esposti con grande chiarezza e precisione diversi metodi pel campionamento di galvanometri, di amperimetri, di voltmetri, di contatori, per la determinazione dell'intensità di un campo magnetico, per la misura di correnti, di resistenze grandi e piccole, del rendimento di un motore, di un trasformatore, di un alternatore, di una batteria di accumulatori ecc. ecc.

Precede ciascun capitolo l'enumerazione dei principali apparecchi necessari alla misura da eseguire, e vi si trova, sia nel corpo, sia alla fine, uno schema delle tavole che conviene costruire per classificare razionalmente i resultati delle esperienze.

Il traduttore ha aggiunto in un'appendice il metodo Behn-Eschenburg per lo studio degli alternatori, un altro per la determinazione dei rendimenti, e le grafiche che dànno la correzione ϵ da farsi alla lettura galvanometrica δ per ottenere $\tan\theta = \frac{1}{2D}(\delta - \epsilon)$ e $\operatorname{sen}\frac{\theta}{2} = \frac{1}{4D}(\delta - \epsilon)$, essendo D la distanza dello specchio dalla scala.

MARIO ALLEGRETTI.

RIVISTA

Comptes Rendus, Settembre e Ottobre 1898.

PELLAT H. *Dell'energia di un campo magnetico* (pp. 507-510). — Come aveva fatto precedentemente [1]) per il caso di un campo elettrico, l'A. rettifica l'espressione dell'energia di un campo magnetico, tenendo conto del calore che il mezzo prende o cede all'esterno durante la carica. Nel caso di sole calamite permanenti, l'espressione dell'energia del campo magnetico è identica a quella del campo elettrico:

$$U_1 = \frac{1}{2}\Sigma M V - \frac{T}{2}\left(\frac{d\,\Sigma M V}{d T}\right).$$

Se il campo è costituito al tempo stesso da calamite permanenti e da correnti chiuse in un mezzo la cui permeabilità magnetica è indipendente dal campo, l'accrescimento dell'energia di esso U_T a temperatura costante, che prova il sistema quando le correnti $I_i\, I_j$ (di cui M_{ij} è il coefficiente d'induzione mutua ed L il coefficiente di autoinduzione) passano dall'intensità zero alla loro intensità definitiva, è data dalla formula

$$U_T = \frac{1}{2}\Sigma\left(L - T\frac{dL}{dT}\right)I^2 + \Sigma\left(M_{ij} - T\frac{d\,M_{ij}}{d\,T}\right)I_i\,I_j.$$

1) Nuovo Cimento (4) t. 7. pag. 350.

Questa espressione si può interpetrare dicendo che *l'energia totale del campo è uguale alla somma dell'energia che darebbero le calamite se fossero sole e dell'energia che darebbero le correnti se fossero sole.*

Pellat H. e Sacerdote P. *Sulla variazione delle costanti dielettriche colla temperatura* **(pp. 544-546). — Gli A. hanno esperimentato col metodo dato dal Pellat ed hanno trovato che mentre la costante dielettrica della paraffina diminuisce quando la temperatura si eleva, invece la costante dielettrica della ebanite cresce al crescere della temperatura.** Da ciò si deduce che l'energia di un condensatore a lastra di ebanite, che si carica a temperatura costante supera di un quarto il valore che si assume in generale per essa. Invece se la carica o la scarica del condensatore hanno luogo rapidamente, il fenomeno invece di essere isotermico sarà sensibilmente adiabatico ed un quarto circa della energia del condensatore andrà consumata in energia termica.

Morize H. *Sulla durata dell'emissione dei raggi di Röntgen* (pp. 546-548). — L'A. ha usato un motore dinamo-elettrico azionato da una dinamo generatrice eccitata in derivazione, il campo della quale poteva variare considerevolmente. Per meglio regolare la forza elettromotrice della corrente, introduceva una resistenza variabile nel circuito del motore, ed una lamina di acciaio più o meno stesa sul taglio di un disco di ghisa, montata sull'asse, funzionava da freno.

Così l'A. otteneva una velocità costante qualunque.

Una delle estremità dell'asse del motore portava una vite perpetua, che ingranava con una ruota dentata avente sul suo contorno delle spazzole equidistanti, che chiudevano il circuito ogni qualvolta l'asse aveva compiuto dieci giri. Il contatto prodotto veniva registrato insieme ad ogni secondo di tempo medio di un cronometro elettrico sulla striscia di un cronografo di Breguet, che permette di valutare esattamente, in un istante qualunque, la velocità del motore. La seconda estremità dell'asse di quest'ultimo portava un disco perpendicolare, sul quale era fissata una lastra sensibile avviluppata di carta nera. Sulla base del motore parallelamente al disco ed alla distanza da esso di 1 cm. si trovava una lastra metallica fissa con una stretta fenditura diretta secondo un raggio del disco. Di faccia a questa fenditura, l'A. disponeva un tubo di Röntgen, abbastanza attivo perchè una sola scintilla determinasse sulla lastra sensibile una immagine intensa della fenditura.

Facendo rotare il motore con conveniente velocità l'A. imprimeva sulla lastra l'immagine della fenditura, producendo a mano

l'interruzione del circuito del rocchetto. È evidente che se i raggi X hanno una durata apprezzabile, l'immagine della fenditura, paragonata a quella ch'essa darebbe se il disco fosse fermo, sarà dilatata lateralmente. Ora conoscendo questo allargamento, la distanza dell'immagine dal centro del disco e la velocità di esso, l'A. ne concludeva facilmente la durata dell'emissione dei raggi. Ogni lastra forniva quattro immagini della fenditura, prese sul disco in movimento e quattro prese sul disco in riposo, a 70° di distanza l'una dall'altra, le quali davano la posizione del centro di rotazione e, per confronto colle immagini dilatate, l'allargamento di esse.

Dall'esame delle varie negative ottenute, l'A. ha dedotto che ad ogni emissione della corrente nel primario del Ruhmkorff corrispondono diverse scariche successive del tubo. La durata media dell'emissione totale fu di $0^s,00109$, la durata media dell'emissioni parziali di $0^s,00082$ e l'intervallo fra l'emissioni parziali $0^s,00033$.

Macaluso D. e Corbino O. M. *Sopra una nuova azione subìta alla luce che attraversa certi vapori metallici in un campo magnetico* (pp. 548-550). — Cfr. *Nuovo Cimento* (4), t. VIII pag. 257.

Frot. *Misura della velocità del suono* (pp. 609-611). — L'A. ha misurato la velocità del suono nell'aria a 0° operando direttamente cioè utilizzando gli spari d'un cannone e mediante un cronometro registratore. In tal guisa come valor medio di 15 esperienze ha trovato

$$V = 330^m,6.$$

In seguito ha misurato la stessa velocità con un metodo automatico, cioè mediante vibratori elettrici e cronografi a caduta e così ha dedotto dai resultati di 14 esperienze

$$V = 330^m,9.$$

Percui l'A. propone come valor medio delle medie:

$$V = 330^m,7.$$

Guillemin A. *Sui suoni delle corde* (pp. 611-613). — Una corda di lunghezza unitaria, che dia la nota do_1 in qualunque modo sia eccitata, se immediatamente dopo averla posta in movimento, lo si tocca leggermente in un punto qualunque con un dito oppure con un pennello di crino, o anche la si ferma brutalmente con un cavalletto, in modo da dividere la detta corda in due

segmenti a e $1-a$, si producono sempre i suoni $\frac{1}{a}$ e $\frac{1}{1-a}$ che darebbe ciascuno dei segmenti se vibrasse da solo.

L'A. ha trovato che col fissare così un punto conveniente di una corda vibrante si ottiene un suono parziale e arbitrario di cui non è prevedibile l'esistenza nel suono primitivo della corda.

BECQUEREL H. *Osservazioni sulla polarizzazione rotatoria magnetica e sulla dispersione anomala in occasione di una esperienza nuova dei sigg. D. Macaluso ed O. M. Corbino* (pp. 647-651). — L'A. ha ripetuto le interessanti ricerche di questi due fisici, verificando cioè che attraverso le armature forate di un'elettrocalamita, situate fra due nicoli, se si fa passare parallelamente al campo magnetico un fascio di luce bianca che si analizza con uno spettroscopio molto dispersivo, e si dispone fra le armature una fiamma colorata coi vapori di cloruro di sodio, quando si chiude la corrente della elettro - calamita, dalle due parti di ognuna delle due bande d'assorbimento D_1 e D_2 si vedono comparire delle bande alternativamente brillanti ed oscure che si spostano quando si ruota l'analizzatore.

Ora l'A. ha trovato che lo spostamento di queste bande attorno a D_1 e D_2 è notevolmente diverso.

Dal complesso di queste osservazioni resulta che certi vapori incandescenti hanno, per le radiazioni molto vicine a quelle ch'esse assorbono un potere rotatorio magnetico considerevole, che raggiunge 50000 volte e 100000 volte e forse anche più il potere rotatorio delle radiazioni lontane dalle bande di assorbimento.

Il fatto di un accrescimento notevole del potere rotatorio magnetico per delle radiazioni la cui lunghezza d'onda è sempre più vicina a quella delle bande di assorbimento era già stata segnalata in un lavoro del Cotton ed anche in altri dell'A. Questi era stato condotto a supporre che i poteri rotatorî magnetici dei corpi siano proporzionali a una funzione delle loro proprietà magnetiche ed all'espressione.

$$\lambda \frac{d\,n}{d\,\lambda}$$

nella quale λ denota la lunghezza d'onda della luce monocromatica considerata ed n l'indice di rifrazione corrispondente. Questa espressione concorda colle misure fatte su corpi solidi liquidi e gassosi e rende conto altresì delle osservazioni del Cotton, poiche si sa dall'esperienza di Kundt che in vicinanza delle bande di assorbimento il valore di $\frac{d\,n}{d\,\lambda}$ è rapidamente crescente a misura che si penetra nella banda.

Il fenomeno scoperto dai prof. Macaluso e Corbino, secondo l'A. ci fa conoscere il fatto nuovo ed importante che nella vicinanza immediata delle bande di assorbimento di un vapore incandescente come il vapore di sodio o di litio il valore di $\frac{dn}{d\lambda}$ dev' essere considerato come crescente indefinitamente.

L'A. ha tentato di ripetere quest' esperienze con un vapore assorbente a bassa temperatura come ad es. il vapore di iodio, ma senza risultato.

Leduc A. *Sul rapporto γ dei due calori specifici dei gas e sulla sua variazione colla temperatura* (pp. 659-661). — Continuando le sue ricerche [1] l'A. ha determinato nuovamente per varî gas il valore di $\gamma = \frac{C}{c}$ deducendolo dalla velocità del suono e ne ha dedotto che per un gas perfetto diatomico, γ ha per valore 1,4 ma che per un gas perfetto triatomico, deve avere un valore leggermente inferiore.

Per l' aria γ varia appena colla temperatura mentre al contrario per l'anidride carbonica γ diminuisce molto rapidamente a misura che la temperatura cresce; infatti l' A. ha trovato per l'aria:

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_{100}} = 1,0006$$

ed invece per l' anidride carbonica:

$$\frac{\gamma_0}{\gamma_{100}} = 1,028 \text{ circa .}$$

Onimus. *Nuovo apparecchio per misurare la luminosità* (pp. 663, 664). — È un fotometro fotografico basato sul principio di una scala di tinte ascendenti e regolari che vengono impresse dalla luce sopra una serie di bottoni contenuti in un apparecchio, fotografico, ognuno dei quali contiene un diverso numero di strati sovrapposti di una pellicola sensibile. I bottoni sono 24 e portano da 1 a 24 strati di pellicola. A seconda della luminosità l'impressione si arresta ad un certo numero di strati e l' A. propone di prendere per unità di luminosità quella che impressiona solo uno strato.

E. Castelli.

The Physical Review. Vol. 7, Luglio e Agosto 1898.

Ferry E. S. *Sulla relazione fra la pressione, la corrente e la luminosità dello spettro dei gas nei tubi a vuoto* (pp. 1-9). — Angström trovò già che la radiazione di un gas, reso luminoso

1) Nuovo Cimento (4) t. 7, pag. 352.

per mezzo dell'elettricità, è proporzionale all'intensità della corrente, e questo per ciascuna linea spettrale separatamente. Invece il Lagarde per lo spettro dell'idrogeno trova che a pressione costante la luminosità di una linea dello spettro varia come il logaritmo dell'intensità luminosa; la base dei logaritmi essendo quasi uguale all'unità. Se non che il Lagarde usa il rocchetto Ruhmkorff e il Wiedemann ha mostrato che la serie di scariche parziali, che sussegue alla scarica principale del secondario, produce delle linee spettrali composte, la cui luminosità è influenzata da ciascuna delle scariche parziali; per di più la totalità e la distribuzione di energia in quelle serie di scariche è grandemente disturbata da molte circostanze, fra le quali l'azione dell'interruttore nel circuito primario, e la resistenza del tubo di scarica. Per queste ragioni l'A. riprende a trattare l'argomento, e si propone di studiare fotometricamente i cambiamenti prodotti nello spettro di un gas puro assoggettato a intensità di corrente e pressione varie. Tiene lo stesso procedimento di Angström, salvo che, invece del bolometro usato da quest'ultimo, egli adopra lo spettrofotometro.

Il tubo per la scarica viene sempre lasciato in comunicazione con la pompa a mercurio; la scarica è prodotta da una batteria di 1200 accumulatori. Il potenziale è misurato con un elettrometro Mascart, l'intensità della corrente, regolata per mezzo d'una resistenza liquida, con un d'Arsonval; oscilla fra 1 e 6 milliampère. Gli splendori sono confrontati con quelli di una luce campione.

Le conclusioni a cui giunge l'A. sono le seguenti:

1.ª Con pressioni da 0,25 a 4 mm. di mercurio, e correnti da 1 a 6 milliampère, la luminosità delle diverse linee spettrali dei gas, ad una data pressione, è direttamente proporzionale all'intensità della corrente. Questo risultato va pienamente d'accordo coi risultati di Angström.

2.ª A corrente costante la luminosità d'una linea spettrale di un gas aumenta al diminuire della pressione, prima lentamente poi rapidamente. La curva che rappresenta la relazione fra la pressione del gas e la luminosità d'una linea spettrale è regolare, ma è diversa per linee diverse.

Barus C. *Galvanometro balistico con sistema a contro torsione* (pp. 10-18). — L'A. propone di usare il galvanometro balistico in un modo diverso da quelli fin qui usati, e che offre alcuni vantaggi. Ecco in che cosa consiste. L'ago, mediante la torsione in senso contrario alle lancette d'un orologio del filo di quarzo che lo sostiene, è appoggiato contro degli arresti che gli permettono di oscillare solo secondo il movimento delle lancette

d' un orologio. Se una scarica passa attraverso il galvanometro, l' elongazione dell' ago sarà tanto minore quanto maggiore è la sua torsione primitiva θ_1, e sarà ridotta ad un piccolo arco θ_2 di valore determinato in ogni esperienza. La scarica può esprimersi direttamente per mezzo della torsione primitiva θ_1 che può leggersi sur un circolo graduato e delle costanti del galvanometro, fra le quali è pure il θ_2. Usato in tal modo il galvanometro presenta i vantaggi di mantenere il più possibile l' ago nel piano del quadro, e di avere una grande stabilità.

Può costruirsi anche in una forma portatile, e il magnetismo terrestre può essere eliminato col metodo D'Arsonval.

L'A. fa la teoria dello strumento, che non ha ancora sperimentato.

Stevens J. S. *Applicazione del metodo interferenziale allo studio dei cambiamenti prodotti nei metalli dalla magnetizzazione* (pp. 19-26). — Sembra che non ci sia completo accordo nello spiegare il comportamento di verghe metalliche assoggettate a magnetizzazione, al di sotto del punto di saturazione. L'A. riprende questo studio, e, per misurare i piccoli allungamenti delle verghe, usa il metodo interferenziale. I risultati non sono del tutto concordanti, poichè il ferro dolce per la magnetizzazione alcune volte si è allungato altre volte accorciato, mentre il nikel si è debolmente accorciato e il rame, l' alluminio e l' ottone non hanno dato alcuna variazione. In tutti i campioni esaminati non si è verificato nessuno effetto di torsione.

Le Conte J. N. *Un analizzatore armonico* (pp. 27-34). — L'A. descrive un apparecchio che permette di determinare gli undici primi termini dello sviluppo in serie di Fourier d' una curva periodica. Può anche essere usato per tracciare facilmente, in modo continuo, la curva quando siano dati i coefficienti degli undici primi termini. L' apparecchio è sensibile e comodo.

Boynton W. P. *Studio quantitativo del rocchetto d' induzione ad alta frequenza* (pp. 35-63). — L'A. comincia a fare la teoria matematica delle scariche che si ottengono col rocchetto Tesla; teoria che è una modificazione ed una estensione di quella data da Oberbeck e da altri ancora.

L'A. cerca di verificare la teoria e descrive le disposizioni sperimentali usate. Misura direttamente la frequenza del primario del Tesla fotografandone la scintilla riflessa sur uno specchio, messo in rapida ruotazione da un motore elettrico, la cui velocità fu determinata con un diapason mediante il metodo stroboscopico. Con tal mezzo la frequenza è stata trovata uguale a 510000 mentre la teoria avrebbe dato 540000.

I potenziali massimi, tanto al primario che al secondario, sono determinati dalla lunghezza delle scintille servendosi delle tavole di Heydweiller; il rapporto di essi è stato trovato oscillare fra 1,3 e 2,74 mentre la teoria dava 2,7. La misura effettiva della differenza di potenziale nel secondario è stata determinata mediante un elettrometro immerso nel petrolio, e che è una modificazione dell'elettrometro a quadranti, usato idiostaticamente. La corrente è misurata mediante l'allungamento d'un filo tenuto teso dalla torsione d'una molla. I resultati principali a cui l'A. giunge sono i seguenti:

1.° Il periodo principale di oscillazione del circuito primario è molto prossimo a quello dedotto dalle dimensioni del sistema. Lo stesso può dirsi del potenziale massimo raggiunto nel circuito secondario.

2.° Le correnti e i potenziali effettivi, funzioni dei fattori d'ammortimento che sono legati alle resistenze, mostrano che le resistenze delle scintille sono dell'ordine di grandezza di 10 a 100 ohm, e dipendono dalla quantità di corrente che le attraversa.

3.° Quando il circuito secondario è chiuso dalla scintilla, la corrente primaria decresce con la lunghezza di questa scintilla, ma la corrente secondaria aumenta.

Questo comportamento non è spiegabile con la teoria che l'A. ha data.

Rimane da vedere se questo fenomeno è dovuto alle condizioni dell'esperienza, o può spiegarsi con un'applicazione più accurata dei ragionamenti teorici.

Rhoads E. *Influenza della struttura fibrosa delle lamine di ferro sui cambiamenti di lunghezza che accompagnano la loro magnetizzazione* (pp. 65-82). — Per suggerimento del Prof. Rowland l'A. intraprende questa ricerca. Per apprezzare gli aumenti di dimensioni usa un sistema di leve amplificatrici, e le lamine tagliate in diverse direzioni da una lastra di ferro, le assoggetta a variazioni cicliche del campo. Le curve che rappresentano le variazioni di lunghezza hanno la forma dei cicli di isteresi. Trova che le lamine, prese nel senso delle fibre, danno variazioni di lunghezza molto maggiori delle altre; col rincuocimento la dilatazione magnetica diminuisce. Da questo studio appare che la dilatazione magnetica è dovuta solo alla struttura fibrosa del ferro; e l'A. pensa che un campione di ferro veramente isotropo non presenterebbe, in un campo magnetico, alcun cambiamento di dimensioni.

Switzer J. A. *Un metodo per registrare le curve delle correnti variabili* (pp. 83-92). — È fondato sulla rotazione del piano di polarizzazione della luce che attraversa del solfuro di carbonio

posto entro un solenoide percorso dalla corrente. La frangia che si ottiene da un sistema di due nicol varia di posizione coll'intensità della corrente che circola nel solenoide, e viene fotografata mediante un apparecchio fotografico con lastra dotata di spostamento uniforme.

NICHOLS E. L. e MERRITT E. *Fotografia di fiamme manometriche* (pp. 93-101). — L'A. fotografa le vibrazioni, separate da uno specchio ruotante, per mezzo d' una pellicola che si sposta regolarmente. In tal modo giunge a fotografare le vibrazioni di parole intere, e, esaminando le fotografie ottenute, trova che le pause fra le parole, nel linguaggio comune, non sono di maggior durata delle pause fra le sillabe.

LAIRD L. R. *Sul periodo di un filo vibrante in un liquido* (pp. 102-105). — L' A. pone un filo d' acciaio da pianoforte, che vibra per mezzo d' un sistema elettromagnetico, in diversi liquidi, ed osserva che la frequenza diminuisce tanto più quanto più il liquido è denso. Confronta i risultati ottenuti con la teoria data da Stokes per un cilindro oscillante perpendicolarmente al suo asse. Per l' acqua trova che i numeri osservati si accordano meglio con quelli calcolati nella semplice ipotesi che il filo sia caricato di una massa di liquido uguale a quella da esso spostata.

MERRITT. *Semplice illustrazione meccanica di energia potenziale apparente che realmente è cinetica* (pp. 106-114). — Non si presta ad un breve riassunto.

BOYD J. E. *Resistenza del corpo umano alle correnti continue e alternate* (pp. 115-118). — La resistenza, da una mano all' altra, vien misurata immergendo l' anulare in una soluzione di sale ammoniaco. I risultati mostrano che essa è maggiore per la corrente continua che per quella alternata; e che con corrente alternata essa è indipendente dal voltaggio.

WOOD W. R. *Moto orbitale d' una sfera d' acciaio intorno ad un polo magnetico* (pp. 119-122). — Per illustrare il moto dei pianeti intorno al sole l'A. ha, già da qualche tempo, proposto di lanciare una sfera d' acciaio su di una lastra di vetro, che si trova al di sopra di un polo di una forte elettrocalamita, intorno al quale, a seconda della sua velocità iniziale e della direzione del suo moto, la sfera può descrivere o una ellissi, o una parabola, rappresentando quest' ultima il moto delle comete. Alcuni critici hanno contro questa esperienza notato che la forza attrattiva del polo sulla sfera non è in ragione inversa del semplice quadrato della distanza, ma della quinta potenza di essa. L'A. osserva che questa obiezione non regge, poichè la sfera non si muove nella direzione di una linea di forza, e su di essa agisce la componente orizzontale, mentre la verticale produce solo una

pressione sulla lastra. Fa poi delle esperienze variando la posizione della lastra rispetto al polo dell' elettrocalamita, e trova che la legge di attrazione varia da punto a punto, ma nella regione in cui le orbite sono generalmente contenute, essa è in ragione inversa dal quadrato o del cubo, a seconda della posizione della lastra.

SHELDON S. e DOWNING G. M. *Effetto elettromagnetico di correnti elettrolitiche* (pp. 122-123). — Scopo degli A. è di vedere se una corrente che passa attraverso un elettrolito produce un campo magnetico della stessa intensità di quello prodotto da una corrente di uguale intensità che passa, nelle stesse condizioni, per un conduttore metallico. Secondo le moderne teorie la conduzione in un' elettrolita avviene per convezione, che non può essere simile alla conduzione metallica, e perciò può pensarsi che gli effetti magnetici possano differire. Gli A. istituiscono delle esperienze dalle quali risulta che non esiste differenza nel campo prodotto; ma le loro poche esperienze non sono tanto precise da manifestare, qualora esistesse, una differenza.

G. ERCOLINI.

Annales de Chimie et de Phys. 7ª serie, T. 15.
Novembre e Dicembre 1898.

BERTHELOT. *Ricerche sulle relazioni che esistono fra le energie luminose e le energie chimiche* (pp. 332-358). — È molto interessante definire e scoprire un metodo rigoroso, fondato sopra una reazione endotermica compiuta da energie luminose, che permetta di misurare quest' ultime, e di determinare il contingente che incessantemente apportano, sia alla vita degli esseri organizzati, sia alla somma delle energie del globo terrestre. Questo è lo scopo che dirige le ricerche dell'A. fatte sur una serie di reazioni endotermiche alcune nuove, altre già conosciute, ma definite sotto altri punti di vista. L'A. esamina specialmente le decomposizioni endotermiche, operate dalla luce solare, dell' acido azotico, dell'acido iodico puro, dell' ossido di mercurio, ecc. quella, il cui segno termico è incerto, dell' acido iodidrico; analizza la riduzione ben conosciuta del cloruro d' argento ecc.

Tutte le esperienze sono fatte a temperatura ordinaria, sotto questa tripla condizione: luce solare diretta, luce diffusa, oscurità.

Alcune volte sono distinti gli effetti delle diverse radiazioni, assorbendo alcune di esse con vari mezzi liquidi. Le azioni sono state prolungate per più settimane e mesi per ottenere risultati misurabili. Le principali conclusioni a cui l' A. giunge sono le seguenti:

1º La misura delle energie luminose, trasformabili in energie chimiche, dev' essere ottenuta con lo studio delle reazioni endotermiche.

2° Queste reazioni non devono essere reversibili, nè sotto l'influenza della luce, nè sotto la sola influenza delle azioni chimiche agenti a temperatura ordinaria.

3° Questa misura s'applica solamente all'effetto delle variazioni assorbibili dai corpi decomposti.

4° Gli effetti chimici prodotti dall'azione della luce durante un certo tempo, non possono essere aggiunti, in modo da farne la somma, se non quando si operi su sistemi fluidi, come gas o liquidi, e che danno luogo a prodotti ugualmente fluidi.

5° I sistemi solidi sono impropri alla misura delle energie fotochimiche, perchè l'azione non si esercita che alla loro superficie; le particelle decomposte proteggono il resto della massa. Però operando con sistemi imbevuti d'un liquido, questo può dar luogo a riflessioni e rifrazioni che propagano l'azione; ma non si può ottenere così una ripartizione uniforme delle energie luminose.

6° L'azione fotochimica è analoga all'azione chimica del riscaldamento nella maggior parte dei casi; ma essa si produce ad una temperatura più bassa, suscettibile di dar luogo a composti che sarebbero instabili ad una temperatura più elevata. Ogni decomposizione può essere effettuata in principio col riscaldamento, mentre l'illuminazione sviluppa soltanto certe reazioni chimiche.

Anche le reazioni fotochimiche dipendono dalla specie della radiazione.

BRILLOUIN M. *Teoria delle deformazioni permanenti dei metalli industriali; limite d'elasticità* (pp. 447-469). — È una memoria puramente teorica che fa seguito alle sue precedentemente pubblicate, e che non si presta ad un breve riassunto.

G. ERCOLINI.

Philosophical Magazine. Vol. 45, Novembre 1898.

HENRY J. *Sulla deviazione della scarica elettrica nei gas prodotta da una forza magnetica* (pp. 429-452). — Scopo di queste ricerche fu di trovare la spiegazione dell'influenza che la natura del gas ha nella deviazione magnetica della scarica. Per poter eseguire comodamente delle misure, l'aspetto della scarica era fotografato; e dalle figure ottenute sembra risultare che la deviazione magnetica sia dovuta alla stessa causa di quella che si ha per correnti di convezione nel gas, essendo in ambedue i casi la traiettoria della scarica determinata dalla linea di minor resistenza fra i due elettrodi. Le molecole dissociate dalla prima scarica formano una via più conduttrice, lungo la quale avvengono le scariche successive; e la scarica devierà, se le particelle dissociate vengono in qualche modo asportate, come sarebbe per l'azione di un magnete o per quella di un soffio fra gli elettrodi.

Da tutte le esperienze eseguite dall'A. resulta poi che le proprietà di un gas dalle quali dipende la grandezza della deviazione magnetica della scarica, sono: la velocità della diffusione del gas, la velocità della ricombinazione del gas ionizzato da una scarica, la velocità degli ioni nel gas per la f. e. m. agente, la durata della scarica, e la resistenza relativa che il gas oppone al passaggio dell'elettricità prima e dopo che è avvenuta una scarica.

Ne segue che per un dato gas, quanto maggiore sarà la frequenza della scarica, e tanto più facilmente essa sarà deviata, e la deviazione si annullerà per scariche di piccola frequenza.

GRIFFITHS A. *Convezione diffusiva* (pp. 453-465) — La misura delle correnti di convezione nel caso della diffusione di una sostanza in un liquido, è assai difficile; ma la Nota presente si occupa della misura della convezione in un caso semplice, che si presentò all'A. nello studiare un apparecchio per la determinazione esatta del coefficiente di diffusione del solfato di rame nell'acqua.

L'apparecchio usato consta essenzialmente di un recipiente diviso in due compartimenti da un diaframma orizzontale che è attraversato da diversi tubi sottili di diversa lunghezza. Il compartimento superiore contiene acqua pura, l'altro la soluzione di $CuSO_4$ mantenuta di densità costante.

Dopo avere stabilito le formole per la diffusione nei casi che i tubi abbiano diametro uniforme o non uniforme, e di aver considerato l'effetto della viscosità, l'A. descrive un apparecchio che serve a dimostrare sperimentalmente la velocità della diffusione.

DONNAN F. G. *Teoria dell'effetto Hall in un elettrolito binario* (pp. 465-472). — Dopo il resultato negativo del Ròiti, il fenomeno Hall fu studiato negli elettroliti da Bagard, che ottenne effetti considerevoli nelle soluzioni dei solfati di zinco e di rame; mentre è noto che Florio (*N. Cim.* (4) 4, 106) non trovò confermati i resultati del Bagard. L'A. ha perciò ritenuto opportuno di studiare teoricamente la questione, e mettendo in conto le azioni che sugli ioni della soluzione vengono esercitate dal campo magnetico, dalla corrente primaria e dalla pressione osmotica, giunge alla relazione

$$D = \frac{1}{2} (V - U) H,$$

ove $D = \frac{d e}{d z} \Big| \frac{d \pi}{d x}$ è il rapporto fra il gradiente del potenziale dell'effetto Hall e il gradiente potenziale della corrente primaria, V ed U sono le velocità acquistate pel potenziale-gradiente unitario da un grammo-molecola degli ioni positivi e negativi rispettivamente, ed H è l'intensità del campo magnetico.

Applicando questa formola ai resultati del Bagard, si vede che per una soluzione di $CuSO_4$ a $\frac{1}{16}$ di gr. equiv. per litro la teoria dà $\frac{1}{2}(V-U)_{18°} = 16 \times 10^{-13}$, mentre Bagard avrebbe trovato il valore $0{,}39 \times 10^{-5}$. Perciò l' A. conclude che la teoria è completamente d' accordo coi resultati negativi del Ròiti e di Florio, e sembra perciò che Bagard abbia misurato un fenomeno non contemplato nella teoria sopra detta.

Secondo van Everdingen invece, la teoria darebbe resultati favorevoli al Bagard; ma l' A. fa notare che ciò è dovuto ad un'accidentale omissione del fattore 10^{-8} nelle formole di van Everdingen, come questi ha recentemente riconosciuto.

WALKER J. *Sulla larghezza ammissibile della fenditura negli esperimenti d' interferenza* (pp. 472-478). — Un calcolo più dettagliato di quello del Rayleigh (*N. Cim.* (3) vol. 28, p. 269) mostra che la larghezza della fenditura deve esser piccola in confronto della larghezza delle bande, soltanto se la larghezza di queste viene a variare per fatto degli spettri o del biprisma; ma che se la variazione si deve a un cambiamento della distanza fra fenditura e schermaglio, allorchè le bande divengon più sottili si può allargare la fenditura senza perdere in distinzione. Resultato analogo era stato ottenuto dal Fabry nel 1892.

GILL J. L. W. *Sulla distribuzione dell'induzione magnetica nelle sbarre diritte di ferro* (pp. 478-494). — La perdita per l' isteresi, come mostrò Steinmetz, può essere espressa, per cm^3 e per ciclo, dà

$$L = K B^{1,6},$$

essendo B l' induzione massima del ciclo, e K una costante. L'A. volle misurare la perdita anzidetta determinando il lavoro che si spende quando il campione studiato passa per un dato campo magnetico; e poichè l' induzione, per sbarre la cui lunghezza è minore di 30 volte lo spessore, varia molto dal centro alle estremità, occorrerebbe determinare la distribuzione dell' induzione stessa lungo la sbarra, ciò che richiederebbe assai tempo.

Ma se B_1 è l' induzione che si dovrebbe avere per tutta la sbarra, affinchè la perdita per isteresi fosse la stessa di quella calcolabile con la formola $L_1 = K B_1^{1,6} l s$, essendo l la lunghezza ed s la sezione della sbarra, l' A. trova che il rapporto fra B_1 e l' induzione massima B è uguale a 0,768 finchè il centro della sbarra non raggiunge la saturazione, e quel valore varia di pochissimo per campioni di dimensioni relative assai diverse, ed è quindi costante per tutti i campioni la cui lunghezza non supera i 30 diametri. Da ciò si vede che il valore di B_1 si può dedurre da quello che ha l' induzione B al centro delle sbarre.

Le esperienze furon fatte con il metodo balistico, misurando l' induzione in diverse sezioni della sbarra spostando lungo di

essa una spiralina indotta. I valori trovati per l'induzione B a una distanza x dal centro, si posson rappresentare in funzione dell'induzione B_m al centro, per la formola

$$\left(\frac{B}{B_m}\right)^{\frac{5}{7}} + \left(\frac{x}{a}\right)^{2} = 1,$$

ove a è una costante che dipende dalle dimensioni relat. della sbarra.

Lord Kelvin. *Continuità nella teoria ondulatoria delle onde di condensazione e rarefazione nei gas, nei liquidi e nei solidi, delle onde di distorsione nei solidi, delle onde elettriche in tutte le sostanze capaci di trasmetterle, e del calor raggiante, della luce visibile e della luce ultravioletta* (pp. 494-500). — L'A. distingue tre casi analoghi: meccanico, elettrico ed elettromagnetico. Nel primo caso immagina un globo rigido ideale di platino, di 12 cm. di diametro, sospeso entro un involucro sferico di 13 cm. di diametro, di spessore conveniente, rigido e senza massa, sospeso a sua volta nell'aria o nell'acqua, per mezzo di una corda lunghissima, o immerso in un grande blocco di vetro o di qualche altra sostanza elastica, conduttrice o coibente, trasparente od opaca.

Facendo, con forze appropriate, vibrare il nucleo e l'involucro in direzioni opposte, con moto armonico semplice, l'A. osserva che da un suono molto grave, che si avrebbe per una frequenza uguale a 32 (cioè per 32 oscillazioni al secondo) si passerebbe a suoni via via più acuti fino alla frequenza di 25000. Per frequenze maggiori l'orecchio non percepirebbe più nulla; ma continuando ad aumentare la frequenza fino ai valori 10^5, 10^6... 10^{12}, 500 10^{12}, lungo la linea di vibrazione del centro del nucleo non si vedrebbe nulla, ma da ogni punto al di fuori di tal linea si vedrebbe un punto luminoso di luce gialla omogenea polarizzata. E se nucleo ed involucro fossero immersi in un solido elastico indefinito, le onde rarefatte e condensate vi si propagherebbero con velocità indipendente dalla frequenza fino ai valori 10^5 o 10^6; per frequenze uguali a 4×10^{12}, 400×10^{12}, 800×10^{12} e 3000×10^{12}, che corrispondono al calor raggiante, alla luce visibile, ed alle radiazioni ultraviolette, dalla velocità di propagazione di 3 a 5 chilometri al secondo per le onde di distorsione e di condensazione nel vetro, si passerebbe con continuità a quella della luce nel vetro, che è di 200000 chilometri al secondo.

Al nucleo e all'involucro, immersi in un solido elastico indefinito, si imprimano adesso delle rotazioni opposte. Per una sola rotazione al secondo, a distanza grandissima la lunghezza d'onda nel mezzo elastico sarebbe circa di 3 chilometri; per una frequenza uguale a 1000, alla distanza di qualche centinaio di metri la lunghezza d'onda sarebbe di circa 3 metri; per frequenza 10^6, in tutto il mezzo elastico la lunghezza d'onda sarebbe di 3 mil-

limetri, e scenderebbe a 3×10^{-1} millimetri per una frequenza di 1000×10^6. Se la frequenza crescesse ancora, la lunghezza d'onda diminuirebbe sempre; ma probabilmente, poichè le distanze fra i centri di due molecole contigue dei solidi sono maggiori di 10^{-3} di un microm (1 microm = 10^{-3} di millimetro) il mezzo elastico non sarebbe capace di trasmettere onde di distorsione della materia ponderabile di frequenza vicina a 10^{12}. Tali onde sarebbero probabilmente assorbite dal mezzo, e trasformate in movimenti termici non ondulatori, entro pochi microms dall'origine.

Nel secondo caso, il nucleo e l'involucro son supposti di sostanza coibente; e se una carica elettrica comunicata al nucleo si facesse, con forze opportune, vibrare avanti e indietro in linea retta, per frequenza moderata si avrebbe al di fuori dell'involucro una variazione periodica del campo elettrostatico; ma per frequenza di circa 400×10^{12}, si otterrebbe della luce polarizzata, e la fase della variazione della forza elettrostatica al di fuori dell' involucro non resterebbe uguale a quella che si ha al centro, altro che se la velocità di propagazione della forza elettrostatica fosse infinita.

Nel terzo caso, se alla carica elettrica anzi detta si imprimesse un moto rotatorio, per frequenze altissime si avrebbe parimente della luce polarizzata.

L'A. si riserva di esporre una trattazione matematica completa del moto di un mezzo elastico a qualunque distanza dall' involucro considerato nel 1.° caso, in un libro nel quale saranno pubblicate le sue conferenze tenute a Baltimora sulla « Dinamica molecolare e sulla teoria ondulatoria della luce ».

Fawcett F. B. *Sulle resistenze campione grandissime* (pp. 500-503). — Per costruire delle resistenze altissime l'A. si serve di strati metallici sottilissimi, depositati nel vuoto sopra lastrine di vetro, mediante la scarica elettrica. Egli ha trovato conveniente depositare delle leghe di oro e di platino, facendo il catodo con fili intrecciati di quei metalli. La resistenza di tali strati sottili cambia notevolmente appena sono esposti all'aria; ma diviene inalterabile se si fa bollire parecchie ore lo strato stesso nell'olio, a pressione assai bassa, e poi si chiude ermeticamente la lastrina nel recipiente stesso dove si è fatta bollire.

In una lastrina che ha la resistenza di 502500 ohm, la variazione di resistenza in 7 mesi non superò il 0,0005 per °/₀; e il coefficiente di temperatura fu di 0,012 per °/₀ per 1 grado centigrado.

Tali resistenze non subirono nessuna alterazione, nemmeno sottoponendole a una tensione di 105 volta per cinque giorni.

A. Stefanini.

SULLO SPETTRO DI ASSORBIMENTO DELLE MESCOLANZE GASSOSE.

del Dott. PIETRO BACCEI)[1].

1. In un mio precedente lavoro[2]) ho esaminato lo spettro di assorbimento di alcuni gas. Fino da allora pensavo di studiare se e come modificasi lo spettro di assorbimento di essi, quando vengano mescolati insieme in diverse proporzioni.

Su tale argomento è stato fatto fino ad ora ben poco.

Hautefeuille e Chappuis[3]) studiarono un miscuglio di ossigeno e di azoto, esaminando le modificazioni che subisce il loro spettro di assorbimento per effetto della elettrizzazione. Essi notarono un cambiamento nello spettro dipendente dal passaggio dell'ossigeno in ozono.

Egoroff[4]) servendosi di un potente arco elettrico e di un reticolo di diffrazione Chapman, studiò l'assorbimento di uno strato atmosferico compreso fra il M. Valerian e l'Osservatorio astronomico di Parigi (distanza 10 Km.). Le osservazioni furono eseguite con tempo sereno e tempo piovoso. Nel primo caso potè osservare le righe D_1, D_2 particolarmente intense, accompagnate da un gruppo di cinque righe nell'aranciato, e inoltre la riga α, una riga del gruppo C e una riga del gruppo B. Nel secondo caso, cioè durante la pioggia, erano ben visibili, alla stessa distanza, tutte le righe disegnate nello spettro di Angstrom come righe sfumate. Si distinguevano facilmente dodici righe del gruppo B, e le righe del gruppo A che erano poste dalla parte di B.

Egoroff stesso un anno dopo[5]) intraprese una serie di esperienze con diverse sorgenti luminose, per ricercare lo spettro di assorbimento dell'atmosfera terrestre sotto diversi spes-

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Nuovo Cimento. S. 4, vol. 9, p. 177; 1899.

3) C. R. 92, p. 80, 1881.

4) C. R. 93, p. 788, 1881.

5) C. R. 95, p. 447, 1882.

sori da 10 Km. a 80 m. Nell'ultimo caso potè ancora osservare, quantunque con fatica, la riga A nel rosso.

Questo fisico avendo poi notato che alcune delle righe e bande di assorbimento del vapore d'acqua, osservate dal Janssen, e altre righe e bande dell'ossigeno si ritrovavano nello spettro di assorbimento dell'aria, concluse che tali righe riscontrate nello spettro tellurico erano dovute a quei due elementi.

Egli ed altri fisici, come Janssen e Thollon, i quali hanno ragionato nell'istesso modo, hanno così implicitamente ammesso che due o più gas mescolati insieme, esercitano un assorbimento che è uguale alla somma degli assorbimenti che ciascuno di essi eserciterebbe se si trovasse solo.

Quantunque siffatta ipotesi fosse probabilmente vera, pure non ho creduto inutile verificarla sperimentalmente; e per l'appunto è scopo del presente lavoro lo studio dello spettro di assorbimento di alcune mescolanze di gas, nella parte luminosa dello spettro.

2. Gli apparecchi e il metodo tenuto in queste ricerche sono quelli indicati nel mio lavoro che ho già citato. Sono pure gli stessi i limiti di pressione dentro cui ho fatto le esperienze (cioè sino a circa 20 atmosfere), le quali furono tutte eseguite per uno spessore del miscuglio di circa 70 metri, facendo, cioè, percorrere al raggio luminoso tre volte l'intera lunghezza del tubo sperimentale.

I miscugli furono composti con i gas di cui avevo studiato precedentemente l'assorbimento. Questi venivano mescolati in due modi: o dentro i gassometri o comprimendoli successivamente dentro il tubo sperimentale. In questo secondo caso la quantità di ciascun gas componente il miscuglio, era calcolata in base alla legge di Boyle.

I gas furono preparati ed essicati con ogni cautela.

Riferisco senz'altro i resultati delle esperienze.

I. Acetilene e ossigeno.

a) Mescolanza in parti uguali. — La pressione massima a cui si cominciò l'esperienza, fu di 18 atm. A questa pres-

sione erano visibili tutte le righe e le bande osservate, nel mio precedente lavoro, nello spettro d'assorbimento dell' acetilene, ad eccezione di quella nel violetto; dell'ossigeno non si vedevano che le bande corrispondenti alle righe A e B di Fraunhofer, e la banda nel giallo presso D.

Diminuendo la pressione a 15 atm. scomparve la banda nel giallo dovuta all'acetilene e a 14 atm. quella spettante all'ossigeno, anch'essa nel giallo. A 12,5 atm. scomparve la riga dell'acetilene nel verde ($\lambda = 0^{\mu}, 5435$), e quella nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6421$).

Ad 11,5 atm. scomparve anche la banda nel rosso e non rimasero che la banda nel verde, la riga fondamentale e quella ad essa vicina nell'aranciato, dovute all'acetilene, e le bande A e B dell'ossigeno.

A 7,5 atm. persistettero solo la B dell' ossigeno, e le due righe nell'aranciato, dell'acetilene.

A 6 atm. non erano visibili se non la banda B dell' ossigeno, e la riga fondamentale dell' acetilene nell'aranciato; di esse la prima scomparve a circa 5 atm. e la seconda a circa 4,5 atm.

Se si mettono a confronto questi risultati con quelli trovati per i due gas, ossigeno e acetilene, studiati isolatamente, è facile riscontrare che nello spettro di assorbimento di questi alla pressione di 9 atm. erano visibili tutte quelle righe o bande che nel loro miscuglio si vedevano a 18 atm. cioè a pressione doppia.

Tale corrispondenza continua poi a sussistere, nelle successive osservazioni, fra la pressione a cui scompariva ciascuna riga o banda nello spettro della mescolanza e quella a cui scompariva nello spettro di ciascuno dei gas. Ciò infatti risalta meglio dalla seguente tabella, in cui nella 1ª colonna trovansi i nomi delle righe e bande osservate nel miscuglio; alla massima pressione raggiunta; nella 2ª la pressione a cui esse scomparivano nello spettro del miscuglio, nella 3ª la pressione a cui scomparivano nello spettro dell' acetilene, e nella 4ª la pressione a cui scomparivano nello spettro dell'ossigeno.

TAB. 1.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'acetilene	Pressio[…] scomp[…] nello s[…] dell'os[…]
Visibili a 18 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 9 atm. nello spettro dell'acetilene	Banda nel rosso	11,5 atm.	5,5 atm.	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6421$)	12,5 »	6 »	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6417$)	6 »	3 »	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6395$)	4 »	2 »	—
		Riga nel giallo ($\lambda = 0^{\mu},5707$)	15 »	7,5 »	—
		Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5435$)	12,5 »	6 »	—
		Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5419$)	7,5 »	3,5 »	—
	Visibili a 9 atm. nello spettro dell'ossigeno	Banda A	7,5 »	—	4 at[…]
		Banda B	5 »	—	2,5 »
		Banda nel giallo presso D	14 »	—	7 »

Dall'esame della precedente tabella, appare dunque s[…] z'altro che una data banda o riga appartenente allo spe[…] di assorbimento del miscuglio non era visibile, se non qua[…] il miscuglio stesso era assoggettato a una pressione doppi[…] quella sufficiente a produrre la stessa banda o riga nello s[…] tro di ciascuno dei gas isolati.

Quindi, giusta il presente risultato, un dato assorbim[…] dovuto all'uno dei due gas dipende soltanto — a parità di s[…] sore — dalla quantità di esso contenuta nella mescolanza.

In altre parole, l'assorbimento del miscuglio di due q[…] tità uguali di ossigeno e di acetilene, è uguale alla som[…]

degli assorbimenti che sarebbero prodotti dalle stesse quantità isolate dei due gas.

b) Miscuglio di 3 volumi di ossigeno e 1 di acetilene. — Si raggiunse la pressione massima di 16 atm. Erano visibili la riga fondamentale nell' aranciato, l' altra prossima ad esso ($\lambda = 0^{\mu},6417$) e la riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5419$) spettanti all' acetilene; e dell' ossigeno la banda A, la B, e quella nel giallo.

Col diminuire della pressione, a 12 atm. non erano più visibili nè la 2ª riga nell'aranciato, nè quella nel verde spettanti all'acetilene.

A 9 atm. scomparve la banda nel giallo dovuta all'ossigeno.

A 7,5 atm. scomparve anche quella fondamentale dell'acetilene nell' aranciato; a 6 atm. la banda A, e a 3,5 atm. quella B dell'ossigeno.

In questo miscuglio adunque a 16 atm. erano visibili quelle righe che nello spettro d'assorbimento dell'ossigeno si riscontravano a 12 atm. e in quello dell'acetilene a 4 atm.

Anche qui ho riportato, nella Tab. 2, le diverse pressioni a cui ciascuna riga o banda cessava di esser visibile negli spettri di assorbimento del miscuglio e dei gas che lo componevano.

TAB. 2.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'acetilene	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'ossigeno
Visibili a 16 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 4 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6417$)	12 atm.	3 atm.	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6395$)	7,5 »	2 »	—
		Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5419$)	12 »	3,5 »	—
	Visibili a 12 atm. nello spettro dell'ossigeno	Banda A	6 »	—	4 atm.
		Banda B	3,5 »	—	2,5 »
		Banda nel giallo presso D	9 »	—	7 »

Adunque nello spettro dell'ossigeno ciascuna banda scompariva a una pressione di $^3/_4$ e nello spettro dell'acetilene a $^1/_4$ di quella a cui scompariva nello spettro del miscuglio. Ossia anche qui per ottenere alcune date righe o bande d'assorbimento nello spettro del miscuglio occorrevano tali quantità dei gas componenti, che da sole sarebbero state sufficienti a produrre rispettivamente le medesime righe o bande.

c) Miscuglio di 1 volume di ossigeno e 3 di acetilene. — Alla pressione massima raggiunta di 17,5 atm. erano visibili tutte le righe e le bande dell'acetilene, tranne quella nel violetto. Erano pure visibili la A e la B dell'ossigeno, di cui però la prima era debolissima.

A 16 atm. scomparve la banda A spettante all'ossigeno.

A 10 atm. non erano più visibili la riga nel giallo dell'acetilene e la B dell'ossigeno.

A 8,5 atmosfere scomparvero le due righe $\lambda = 0^\mu,6421$, e $\lambda = 0^\mu,5435$, e a 7 atmosfere la banda nel rosso dovuta all'acetilene.

Infine, a 5 atm. scomparve la riga $\lambda = 0^\mu,5419$, a 4 atm. la riga nell'aranciato ($\lambda = 0^\mu,6417$) e a 3 atm. la fondamentale nell'aranciato, tutte spettanti all'acetilene.

La Tab. 3 è composta come le precedenti. Essa mostra che in ogni caso l'assorbimento del miscuglio è la somma degli assorbimenti rispettivi dell'acetilene sottoposto a una pressione uguale ai $^3/_4$ di quella del miscuglio, e dell'ossigeno sottoposto a una pressione uguale a $^1/_4$ di quella del miscuglio stesso.

TAB. 3.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'acetilene	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'ossigeno
Visibili a 17,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 12,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Banda nel rosso	7 atm.	5,5 atm.	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6421$)	8,5 »	6 »	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6417$)	4 »	3 »	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6395$)	3 »	2 »	—
		Riga nel giallo ($\lambda = 0^{\mu},5707$)	10 »	7,5 »	—
		Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5435$)	8,5 »	6 »	—
		Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5419$)	5 »	3,5 »	—
	Visib. a 4,5 atm. nello spettro dell'ossigeno	Banda A	16 »	—	4 atm.
		Banda B	10 »	—	2,5 »

II. Acetilene e idrogeno solforato.

a) Miscuglio in parti uguali. — La pressione massima a cui venne sottoposto il miscuglio, fu di 14,5 atm. La banda dell'idrogeno solforato era visibile con molta fatica. Dell'acetilene erano visibili la banda nel rosso, le tre righe nell'aranciato e le due nel verde.

A circa 14 atm. scomparve la banda dell'idrogeno solforato.

A 12 atm. scomparvero la riga $\lambda = 0^{\mu}, 6421$ e la riga $\lambda = 0^{\mu}, 5435$ dell'acetilene.

A 11,5 atm. scomparve la banda nel rosso; a 7 atm. la riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu}, 5419$), e a 6,5 atm. quella nell' aranciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6417$). Finalmente a 4 atm. scomparve anche la riga fondamentale nell'aranciato.

Il confronto di questi risultati con quelli dei due gas separati, è al solito riportato nella Tab. 4.

L'assorbimento che presenta il miscuglio a una data pressione è uguale alla somma di quelli che i due gas presenterebbero isolatamente, ove ciascuno fosse sottoposto a una pressione uguale alla metà di quella del miscuglio.

TAB. 4.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'acetilene	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'idr. solfor.
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Banda nel rosso	11,5 atm.	5,5 atm.	—
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nell' aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6421$)	12 »	6 »	—
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nell' aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6417$)	6,5 »	3 »	—
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nell' aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6395$)	4 »	2 »	—
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5435$)	12 »	6 »	—
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7,5 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nel verde ($\lambda = 0^{\mu},5419$)	7 »	3,5 »	—
Visibili a 14,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibile a 7,5 atm. nello spettro dell'idrogeno solforato	Banda nel rosso	14 »	—	7 atm.

b. Miscuglio di 3 volumi di idrogeno solforato e 1 di acetilene. — Pressione massima raggiunta: circa 13 atm. Ol-

tre alla banda dell'idrogeno solforato, erano visibili solo la riga fondamentale nell'aranciato e quella vicina ($\lambda = 0^{\mu},6417$) dovute all'acetilene. La terza è scomparsa a circa 12 atm., la prima a poco meno di 10 atm., e la seconda a circa 8 atm.

L'andamento è riassunto nella Tab. 5.

TAB. 5.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'acetilene	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'idr. solfor.
Visibili a 13 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 3 atm. nello spettro dell'acetilene	Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6395$)	8 atm.	2 atm.	—
		Riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu},6417$)	12 »	3 »	—
	Visibile a 9 atm. nello spettro dell'idrogeno solforato	Banda nel rosso	10 »	—	7 atm.

III. Idrogeno solforato e ossigeno.

a) Miscuglio in parti uguali. — Le esperienze furono cominciate alla pressione massima di 14 atm. A tale pressione era visibile con molta fatica la banda dell'idrogeno solforato; ma erano ben visibili le bande A e B dell'ossigeno.

Col diminuire della pressione è subito scomparsa la banda dell'idrogeno solforato; le due bande dell'ossigeno rimasero visibili, la A fino ad 8 atm., e la B fino a 5 atm.

Il solito confronto con gli spettri dei gas isolati, è fatto nella Tab. 6.

TAB. 6.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'ossigeno	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'idr. solfor.
Visibili a 14 atm. nello spettro del miscuglio	Visibili a 7 atm. nello spettro dell'ossigeno	Banda A	8 atm.	4 atm.	—
		Banda B	5 »	2,5 »	—
	Visibile a 7 atm. nello spettro dell'idrogeno solforato	Banda nel rosso	14 »	—	7 atm.

Al solito, l' assorbimento del miscuglio è la somma degli assorbimenti di ciascuno dei gas che lo compongono.

b) Miscuglio di 3 volumi di idrogeno solforato e 1 di ossigeno. — Alla pressione massima di 12,5 atm. erano visibili l'unica banda dell'idrogeno solforato e la banda B spettante all'ossigeno.

Entrambe sono scomparse quasi contemporaneamente verso le 10 atm.

TAB. 7.

		Riga o banda osservata	Pressione a cui scompariva nello spettro del miscuglio	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'ossigeno	Pressione a cui scompariva nello spettro dell'idr. solfor.
Visibili a 12,5 atm. nello spettro del miscuglio	Visibile a 3 atm. nello spettro dell'ossigeno	Banda A	10 atm.	2,5 atm.	—
	Visibile a 9 atm. nello spettro dell'idrogeno solforato	Banda nel rosso	10 »	—	7 atm.

Anche qui l'assorbimento del miscuglio è uguale alla somma degli assorbimenti che presenterebbero isolatamente l'idrogeno solforato e l'ossigeno, sottoposti il primo ai $^3/_4$ e il secondo a $^1/_4$ della pressione a cui è sottoposto il miscuglio medesimo.

IV. Acetilene e ossido di carbonio.

Miscuglio di 3 volumi di acetilene e 1 di ossido di carbonio. — Si esperimentò alla pressione massima di 16 atm. Erano visibili tutte le righe e le bande dell' acetilene tranne quella nel violetto.

A 10 atm. scomparve la riga nel giallo; e 8,5 atm. la riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6421$) e quella nel verde ($\lambda = 0^{\mu}, 5435$).

A 7,5 non era più visibile la banda nel rosso; a 5 atm. scomparve l'altra riga nel verde e a 4 atm. la riga nell'aranciato ($\lambda = 0^{\mu}, 6417$).

Finalmente a circa 3 atm. scomparve anche la riga fondamentale nell'aranciato.

L'ossido di carbonio adunque non ha avuto influenza alcuna sull' assorbimento dell' acetilene; tale assorbimento del miscuglio a una data pressione, era uguale all' assorbimento che avrebbe presentato l'acetilene da solo, a una pressione di $^3/_4$ di quella del miscuglio medesimo.

V. Aria secca.

Ho voluto infine esperimentare con l'aria ben secca. Fra i gas che la compongono essendo l'ossigeno il solo assorbente dentro i limiti di pressione e di spessore fra i quali ho eseguite le mie esperienze, ho voluto vedere se le sue bande di assorbimento coincidevano con quelle dell' ossigeno. La pressione raggiunta fu di 18 atm. A tale pressione non si vedeva che la banda B dell'ossigeno, la quale si mantenne sino a circa 13 atm. soltanto, e poi è scomparsa.

Quando nel tubo trovavasi il solo ossigeno la stessa banda scompariva alla pressione di 2,5 atm. cioè a una pressione cinque volte minore che per l'aria.

4. Le precedenti esperienze sono tutte concordanti nel dimostrare che l'assorbimento esercitato da più gas mescolati in-

sieme è uguale a quello spettante a ciascuno di essi, come se fosse solo.

Prendiamo p. es. il miscuglio in parti uguali di acetilene e di ossigeno. In esso riscontriamo che una data banda o riga appartenente allo spettro di assorbimento di uno dei due gas non era visibile nel miscuglio se non a una pressione presso che doppia di quella sufficiente a produrre la stessa banda o riga allorchè il gas veniva studiato isolatamente. Così ad es. la riga fondamentale nell' aranciato dovuta all' assorbimento dell'acetilene, la quale era visibile a circa 2 atm. allorchè il gas era studiato da solo, nel miscuglio non era visibile che a circa 4 atm. Parimente la banda A dell'ossigeno visibile da 4 atm. in su nello spettro di assorbimento del gas, era osservabile solo per pressioni superiori a 8 atm. nello spettro di assorbimento del miscuglio. Ora nei due casi la quantità del gas che produce la banda o riga di assorbimento è evidentemente la stessa; possiamo quindi dire che l' assorbimento dipende dalla quantità del gas che lo produce, quando naturalmente si faccia uso d'un tubo della stessa lunghezza, cioè lo spessore rimanga inalterato.

Questo fatto è confermato dalle esperienze sugli altri miscugli, in cui i gas non entrano in parti uguali. Così p. es. nel miscuglio di tre volumi di acetilene e uno di ossigeno, la banda B dovuta a quest' ultimo non compariva che a 10 atm., mentre compariva a 2,5 atm. soltanto quando si studiava l'ossigeno isolatamente; ora appunto nel caso del miscuglio a 10 atm. la quantità di ossigeno contenuto nel tubo è tale che da solo non avrebbe prodotto che la pressione di 2,5 atm.

Oltre a ciò, nei limiti comportati dalla legge precedente, notiamo che le bande e le righe di assorbimento di un gas, non sono modificate quando questo viene mescolato con altri gas, sia che questi abbiano un assorbimento proprio, sia che non presentino assorbimento alcuno.

Conclusioni.

5. Dai precedenti risultati possiamo trarre la seguente conclusione:

a) L'assorbimento di uno strato di gas è lo stesso, sia quando il gas trovasi solo, sia quando venga mescolato con altri gas, purchè rimanga inalterata la sua densità e la sua pressione.

Donde segue che:

b) L'assorbimento esercitato da un miscuglio di più gas è uguale alla somma degli assorbimenti spettanti a ciascuno dei gas mescolati, presi nelle stesse condizioni di densità e di spessore.

Questi risultati, dedotti dallo studio dei quattro gas: ossigeno, acetilene, idrogeno solforato e ossido di carbonio, è probabile che si possano estendere a tutti quei gas che mescolati, nelle condizioni ordinarie, non abbiano fra loro alcuna azione chimica.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa
Marzo, 1899.

SUL POTERE INDUTTORE SPECIFICO DEI MEZZI DIELETTRO-MAGNETICI COSTITUITI DA FERRO E PARAFFINA.

di V. BOCCARA *e* M. PANDOLFI [1]).

1. In un precedente lavoro [2]) fu constatato da uno di noi che il potere induttore specifico dei mezzi *dielettro-magnetici*, costituiti da mescolanze di paraffina e ferro, andava aumentando colla quantità di ferro contenuto.

Ora riprendiamo nuovamente lo studio di tali mezzi per vedere sino a qual limite si può aumentare la quantità di ferro senza che essi da dielettrici passino a conduttori, e come vari fra limiti estesi la loro capacità induttiva.

2. *Preparazione dei mezzi.* — Per evitare di adoprare qualità diverse di paraffina e ferro ci fornimmo di una discreta quantità dell'uno e dell'altra, per modo che gli elementi che componevano i nostri impasti furono sempre gli stessi.

La paraffina (la migliore della casa Erba) aveva una densità a 12° C. di 0,898; il ferro chimicamente puro e ridotto in polvere impalpabile (ferro porfirizzato della casa Erba) aveva a 12° C. una densità di 6,927.

Per costruire i mezzi prendevamo paraffina e ferro nel rapporto voluto, facevamo fondere in una capsula a bagno-maria la paraffina, vi gettavamo poi la polvere di ferro, e facevamo raffreddare lentamente il miscuglio, agitandolo continuamente, in modo che divenisse omogeneo il più possibile. La-

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) V. Boccara e A. Gandolfi. Sulla velocità delle onde Hertziane nei mezzi dielettro-magnetici. (N. Cimento. Serie 4, vol. VIII, p. 191, 1898).

voravamo l'impasto fino a che presentasse una certa consistenza e nello stesso tempo offrisse la plasticità per essere adattato negli stampi, dove, mediante una sufficiente compressione, gli si faceva assumere la forma di piastrelle.

Per quanto i mezzi *ferro-paraffina* presentassero un' apparenza di omogeneità, abbiamo tuttavia voluto assicurarcene determinando la densità di pezzetti tolti da vari punti delle piastrelle, prima che queste fossero lavorate per essere ridotte in dischi atti alle misure da eseguirsi. Dalle determinazioni fatte risultava sempre che l' impasto era perfettamente omogeneo.

Le piastrelle ottenute avevano tutte all' incirca lo stesso spessore. Per renderne però le faccie esattamente parallele, le facemmo spianare e levigare al tornio, riducendole così in forma di dischi aventi un diametro di circa 18 cm. Ci assicurammo di poi del perfetto parallelismo delle faccie dei dischi, mediante uno sferometro che ci servì anche per misurare gli spessori dei dischi stessi: spessori che ci abbisognava conoscere per il calcolo del potere induttore specifico.

In due punti convenientemente disposti vicini alla periferia di ciascun disco, si fecero due forellini attraverso ai quali passavano due fili di seta che servivano per sospendere, a mezzo di due uncini, i dischi entro l'apparecchio di misura.

3. Per determinare la quantità massima di ferro che si poteva introdurre nei nostri mezzi senza che questi incominciassero ad essere conduttori, abbiamo formato varie piastrelle che contenevano percentuali diverse di ferro.

Queste piastrelle le abbiamo successivamente messe in serie con un galvanometro sensibilissimo di Ayrton e Mather, convenientemente shuntato, in un circuito in cui era attiva una f. e. m. di 110 Volta.

Abbiamo così constatato che mentre col mezzo contenente il 50 per cento di ferro non si aveva indizio alcuno di corrente, con quello che conteneva il 55 % si aveva già una debole deviazione nel galvanometro, e con quello al 60 % una deviazione molto più forte.

Per ciò abbiamo limitato le nostre ricerche sul potere induttore specifico ai mezzi che contenevano fino al 50 % di ferro.

4. *L'apparecchio.* — Tra i vari metodi per la determinazione del potere induttore specifico abbiamo scelto quello del Gordon. Però l'apparecchio adoperato dal Gordon [1]) è talmente complicato da presentare delle serie difficoltà per la costruzione e montatura.

Noi lo abbiamo quindi semplificato, per guisa che conservasse tuttavia una grandissima sensibilità e corrispondesse pienamente allo scopo prefissoci. Esso è composto delle parti seguenti:

a) La bilancia d' induzione. — Con tale nome, indichiamo, come fa il Gordon, la parte essenziale dell' apparecchio. Essa si compone di cinque dischi di zinco, di 4 mm. di spessore, arrotondati ai bordi, le cui faccie essendo state lavorate al tornio sono ben piane e parallele; tre di essi *a, c, e* hanno il diametro di 15 cm., gli altri due *b, d* di 10 cm.

Questi dischi sono collocati verticalmente dentro una custodia S (v. fig. 1 Tavola II), della quale tre faccie laterali e quella superiore sono formate da quattro lastre mobili di vetro, e la faccia inferiore, costituita da una base di legno, riposa sopra tre viti calanti. Sulla parte esterna della quarta faccia laterale, pure di legno, è fissata in modo stabile una mensola sulla quale è avvitata la base di una vite micrometrica V che, per un foro O praticato nel centro della faccia, penetra nell'interno della custodia e si unisce, a mezzo di una sbarra di ebanite, col disco *a*, il quale può così spostarsi orizzontalmente mantenendosi parallelo a sè stesso.

Ad ognuno dei rimanenti quattro dischi sono saldati lungo l'orlo tre fili di ottone che terminano con una vite, sulla quale (v. fig. 2) impana un bottone od un serrafili. I tre fili medesimi attraversano due degli spigoli superiori e la faccia inferiore della custodia, e mediante i bottoni ed i morsetti vengono tesi per modo che i centri dei cinque dischi sono tutti sopra una retta normale al piano dei dischi stessi.

1) Gordon. Traité experimental d'électricité et de magnetisme 1881, T. I, pag. 111.

Tanto i fili che i bottoni o morsetti sono ben isolati dalla custodia, mediante pezzi di ebanite foggiati in modo speciale.

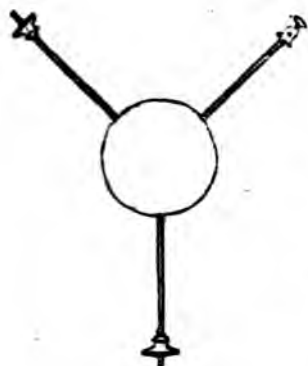



Fig. 2.

I dischi sono distanti l'uno dall'altro di circa cm. 2,5, e disposti in modo che un disco grande si alterna con un disco piccolo (v. fig. 3).

Il disco *a*, come abbiamo detto, si può muovere, per cui la distanza fra questo ed il disco piccolo *b* che gli è prossimo è variabile. Tale distanza si valuta fino a $^1/_{400}$ di millimetro.

b) Il rocchetto d'induzione. — È un piccolo rocchetto Ruhmkorff, capace di dare una scintilla di un centimentro, a cui si è tolto l'ordinario interrutore a martello per sostituirlo con un diapason elettro-magnetico che dà circa 1024 vibrazioni al secondo. La corrente inviata nel rocchetto è quella di un ordinario accumulatore.

Il rocchetto col diapason è circondato da un involucro metallico posto in diretta comunicazione col suolo.

c) L'elettrometro. — È quello di Thomson-Mascart la cui custodia metallica è posta in diretta comunicazione col suolo.

d) Le comunicazioni. — A mezzo dei serrafili, che come abbiamo detto servono anche a tenere fissi i dischi, si fanno comunicare: il primo e l'ultimo dei dischi grandi (v. fig. 3) con un capo dell'indotto del rocchetto, il terzo, cioè quello di mezzo, coll'ago dell'elettrometro e coll'altro capo dell'indotto, i due dischi piccoli rispettivamente colle due coppie di quadranti.

Disposte così le comunicazioni, si vede che il disco centrale *c*, essendo egualmente distante dai due dischi piccoli *b*, *d*, produce su questi, e quindi sui quadranti, cariche eguali e del medesimo segno, e perciò non fa muovere l'ago.

Così pure i dischi esterni, *a*, *e*, non producono nessun effetto sull'ago, quando vi è dell' aria tra i dischi ed essi sono

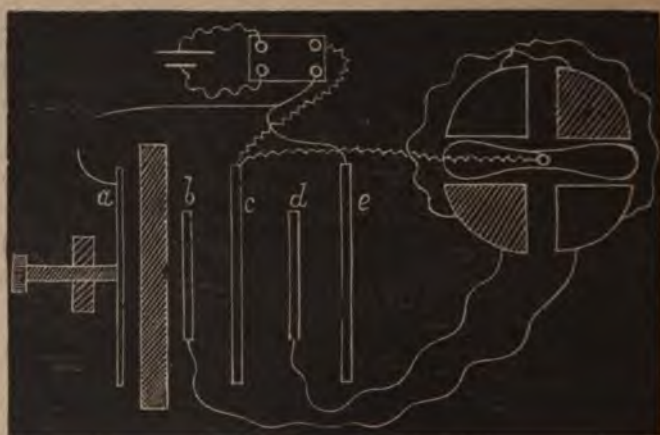



Fig. 3.

simmetricamente disposti, in modo, cioè, che la distanza *a b* sia eguale alla distanza *e d*.

Se introduciamo un dielettrico tra *a* e *b* e nello stesso tempo allontaniamo questi due dischi, troveremo una posizione conveniente di *a* tale che l'accrescimento d' induzione dovuta al dielettrico sarà esattamente compensato dalla diminuzione causata dall' allontanamento, per modo che l' ago resterà a zero.

La distanza di cui bisogna spostare *a* per compensare l'introduzione di una lamina dielettrica, non dipenderà che dallo spessore di questa lamina e dal *suo potere induttore specifico*.

Nelle esperienze, si legge la posizione di *a* che porta a zero l'ago dell'elettrometro: 1°) quando non c'è che aria nella bilancia; 2°) quando si è introdotto il dielettrico.

La differenza di queste letture dà lo spostamento di *a*; si misura lo spessore δ del dielettrico e si calcola il potere induttore specifico K mediante la formula.

$$K = \frac{\delta}{\delta - (a_2 - a_1)},$$

dove a_1, a_2 indicano le letture rispettive della posizione di *a* quando nella bilancia vi è l'aria ed il dielettrico.

Le misure furono eseguite per ogni dielettrico su due dischi di spessore diverso, ed ottenemmo i resultati che riassumiamo nella tabella seguente:

Mezzi contenenti		Densità	$(a_2 - a_1)$	δ	$K = \frac{\delta}{\delta - (a_2 - a_1)}$	Valore
Paraffina	Ferro	a 12° C.	in mm.	in mm.		medio di K
100	0	0,898	2,16 4,72	3,79 8,15	2,325 2,376	2,350
95	5	1,198	2,23 5,12	3,55 8,22	2,689 2,651	2,665
90	10	1,302	2,30 5,75	3,39 8,36	3,110 3,203	3,156
85	15	1,803	2,44 5,99	3,36 8,18	3,652 3,735	3,693
80	20	2,016	2,52 6,57	3,15 8,25	5,000 4,910	4,955
75	25	2,403	2,71 6,99	3,26 8,42	5,927 5,888	5,907
70	30	2,709	2,80 6,96	3,30 8,24	6,600 6,437	6,518
65	35	3,010	2,96 7,37	3,37 8,40	8,219 8,155	8,187
60	40	3,316	3,06 7,48	3,41 8,32	9,742 9,904	9,823
55	45	3,608	3,12 7,75	3,41 8,45	11,758 12,071	11,865
50	50	4,061	3,24 7,69	3,49 8,27	13,960 14,258	14,104

Conclusioni.

Dalle nostre ricerche deduciamo che:

1.° I mezzi *ferro-paraffina* si possono considerare come dielettrici quando contengono quantità di ferro non superiori al 50 %; oltre il qual limite assumono rapidamente la qualità di conduttori.

2.° Il potere induttore specifico dei mezzi *ferro-paraffina* va aumentando colla quantità di ferro in essi contenuto sempre più rapidamente, come è indicato dalla curva disegnata nella Tavola II.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa
Aprile 1899.

INFLUENZA DELLE DEFORMAZIONI ELASTICHE SUL MOVIMENTO DI UN PENDOLO A REVERSIONE,

per EMILIO ALMANSI [1]).

I.

Generalità sul modo di trattare il problema del pendolo elastico.

1. Il pendolo *a reversione*, di cui si fa uso nelle misu assolute della gravità, è essenzialmente costituito delle guenti parti (fig. 1):

l' asta A B,

i due cilindri C, D,

i due coltelli di sospensione E, F.

Sul movimento del pendolo hanno un' influenza non trascurabile, le piccole deformazioni dovute alla sua elasticità. La determinazione dell' effetto che esse producono può farsi, con sufficiente rigore, seguendo un procedimento, che ora esporrò nelle sue linee generali.

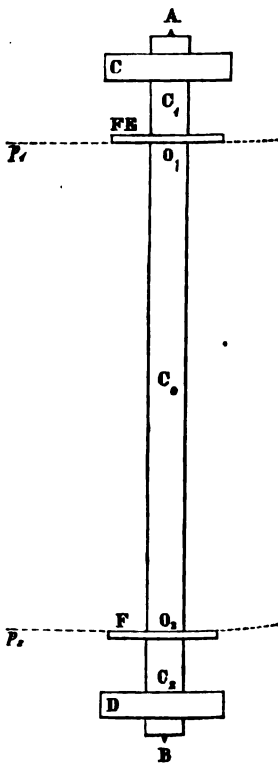



Fig. 1.

---

1) Si può consultare su tale argomento:

G. Pisati e E. Pucci. « Sulla lunghezza del pendolo a secondi ». Memorie della R. Accademia dei Lincei. Serie 3, vol. 13, a. 1882-83. (In questa Memoria si trova, per il caso di un pendolo filare, un interessante calcolo del Prof. Cerruti).

G. Lorenzoni. « L' effetto della flessione del pendolo sul tempo della sua oscillazione ». Venezia, 1896.

F. R. Helmert. « Beiträge sur Theorie des Reversionspendels » Potsdam, 1898.

Converrà immaginare il pendolo scomposto in tre parti, per mezzo di due piani p_1, p_2, tangenti al taglio dei coltelli,

---

P. Pizzetti. « Della influenza delle deformazioni elastiche sulla durata di oscillazione di un pendolo, secondo Helmert ». Nuovo Cimento, Serie 4, Tomo 8, a. 1898.

In questa mia Memoria, per ciò che riguarda la forma del pendolo, mi son valso della « Relazione sulle esperienze istituite nel R. Osservatorio astronomico di Padova, ecc. » di G. Lorenzoni (Memorie della R. Accad. dei Lincei, Serie 4, Vol. 5, a. 1888).

Il principio dal quale parto, per ottenere una soluzione approssimata del problema di cui mi occupo, non differisce in sostanza da quello su cui si basa l'Helmert nella Memoria citata. Ma il metodo che ivi si segue, per determinare l'inflessione del pendolo, non è tale, a mio parere, da poter condurre ad un risultato esatto, specialmente a cagione della formula (5): $\frac{d^2\eta}{da^2} = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{ET}}$, la quale in generale non è rigorosa.

Credo utile giustificare questa osservazione con un breve calcolo.

Abbiasi un cilindro elastico: riferiamo i suoi punti ad un sistema di assi ortogonali O $(x\,y\,z)$, assumendo come asse z l'asse di figura del cilindro, ed un suo punto qualunque O come origine. Il piano $x\,z$ sia un piano di simmetria del cilindro.

Supponiamo che al cilindro siano applicate delle forze, tali che, sotto la loro azione, sussista l'equilibrio dell'intero solido. Sulla sezione S, normale all'asse, e situata alla distanza z dall'origine, agisca un momento flettente μ, avente per piano d'azione il piano $x\,z$, ed una forza τ applicata al baricentro della sezione, e diretta parallelamente all'asse x. Il cilindro, così sollecitato, subirà una certa deformazione. Diciamo ξ, η, ζ le componenti dello spostamento di un suo punto di coordinate x, y, z.

In virtù del momento flettente μ, possiamo ammettere che le fibre longitudinali del cilindro, situate alla distanza x dal piano $y\,z$, subiscano un allungamento unitario $\frac{\partial\zeta}{\partial z}$, dato dalla formula:

$$(a) \qquad \frac{\partial\zeta}{\partial z} = -\frac{\mu}{\mathrm{EI}}\,x\,,$$

ove E rappresenta il modulo di elasticità, ed I il momento d'inerzia della sezione rispetto alla retta baricentrica, parallela all'asse y. Il segno — dipende dal considerare il momento μ come positivo nel verso $z\,x$.

In virtù della forza τ si svilupperà sopra ciascun elemento di S una tensione tangenziale, la cui componente t_x parallela all'asse x, è espressa dalla formula:

$$(b) \qquad t_x = \mathrm{G}\left(\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\xi}{\partial z}\right),$$

e normali all' asta. Esso resulterà allora costituito da un cilindro cavo C_0, limitato da due sezioni S_1, S_2, normali all'asse,

---

essendo: $G = \frac{1}{2(1+\lambda)} E$ (λ = coefficiente di contrazione).

Dalle equazioni (*a*) e (*b*) si ricava:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \partial z} = -\frac{\mu}{EI}, \quad \frac{\partial t_x}{\partial z} = G\left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}\right);$$

ed eliminando, fra queste due, $\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \partial z}$:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{\mu}{EI} - \frac{1}{G}\frac{\partial t_x}{\partial z}.$$

Questa formula si ridurrebbe alla (5) dell' Helmert, se fosse $\frac{\partial t_x}{\partial z} = 0$. Ora si può ritenere, almeno in quei casi che hanno, per la pratica, maggior importanza, che la distribuzione della tensione t_x sia la stessa per tutte le sezioni S, e che per conseguenza la detta tensione, il cui valore medio è $\frac{\tau}{S}$, sia esprimibile con una formula del tipo: $t_x = \alpha \frac{\tau}{S}$, ove α è un coefficiente che dipende solo da x e da y. Allora dall'equazione $\frac{\partial t_x}{\partial z} = 0$, si deduce l' altra: $\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0$. E si arriva così alla conclusione che *la formula*

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{\mu}{EI} \tag{c}$$

vale soltanto quando lo sforzo di taglio è lo stesso per tutte le sezioni. Questo accade, per esempio, nel caso che il cilindro sia sollecitato solamente alle basi.

Le cose dette supponendo il cilindro in equilibrio, valgono anche se esso è in moto: basterà considerare come forze applicate, le forze perdute. Ora in un cilindro in moto lo sforzo di taglio varia, in generale, da sezione a sezione. Nel caso del pendolo, come può vedersi nella mia Memoria (§ 7), esso resulta una funzione di 2° grado della variabile z: la formula (c) non si può dunque applicare; e l'errore a cui essa dà luogo è tale da influire notevolmente su i resultati finali.

e da due altre parti C_1 e C_2, annesse alle basi del cilindro, che supporremo simmetriche rispetto al piano che passa per l'asse del cilindro, ed è normale ai coltelli.

Il cilindro C_0, che ha uno spessore assai piccolo di fronte al diametro, è la parte del pendolo più soggetta a deformarsi, e le cui deformazioni hanno perciò maggior influenza sul suo movimento. Invece la deformazione dei pezzi C_1 e C_2 ha un'influenza minima. Potremo quindi ammettere, senza allontanarci troppo dalla realtà, che essi siano assolutamente indeformabili.

Si ammetterà inoltre che durante il movimento, il taglio del coltello per il quale il pendolo è sospeso, coincida esattamente con una retta orizzontale, fissa nello spazio.

Nell' istante iniziale supporremo che il pendolo si trovi già in uno stato di deformazione: tale però che sussista la simmetria rispetto ad un piano verticale p, normale alla retta fissa, intorno a cui il pendolo oscilla. La simmetria rispetto a questo piano dovrà sussistere per tutta la durata del movimento.

2. Riferiamo il solido ad un sistema di assi ortogonali $O_1(x_1\, y_1\, z_1)$, fissi nello spazio (fig. 2). L' origine O_1 delle coordinate sia il punto di mezzo del coltello di sospensione. Come asse O_1z_1 prendiamo la verticale, positiva dall' alto al basso. L'asse O_1y_1 sia la retta fissa su cui si appoggia il coltello. Sceglieremo ad arbitrio il suo verso positivo. L' asse O_1x_1 risulterà orizzontale, e quanto al verso positivo lo sceglieremo in modo che, nell' istante iniziale, l' estremità inferiore del pendolo si trovi nell' angolo retto formato dalle direzioni positive degli assi O_1x_1, O_1z_1. Il piano di questi due assi coincide evidentemente col piano di simmetria p.

Consideriamo un secondo sistema di assi $O_1(x\, y\, z)$, aventi la stessa origine. L' asse $O_1\, y$ coincida coll' asse O_1y_1. Gli assi O_1x, O_1z, li supponiamo mobili insieme al pendolo: e precisamente, come asse O_1z prenderemo la retta che passa per il centro O_2 della base inferiore S_2 del cilindro, il qual punto, per ragione di simmetria, dovrà sempre rimanere nel piano $x_1\, z_1$. L' asse O_1x resta determinato esso pure. Come direzioni posi-

tive degli assi O_1x, O_1z, prenderemo quelle che formano a. acuti colle direzioni positive degli assi O_1x_1, O_1z_1.

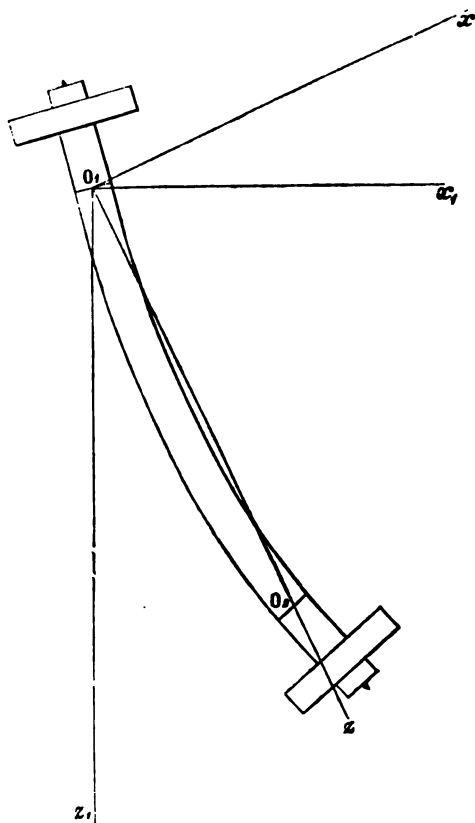



Fig. 2.

Rispetto agli assi mobili diremo x, y, z, le coordinate un punto del solido, *nel suo stato naturale*, quando cioè pra i suoi elementi non agisce alcuna tensione; diremo vece x', y', z', le coordinate dello stesso punto, in un ista qualsiasi del movimento.

Chiameremo θ l' angolo formato dall' asse mobile O_1z, l' asse fisso O_1z_1.

3. Un punto qualunque P del pendolo, è individuato c sue coordinate x, y, z, relative allo stato naturale del so

Il movimento del punto P sarebbe noto, quando, per ogni valore del tempo t, si conoscesse l'angolo θ, che determina la posizione degli assi mobili rispetto agli assi fissi, e le coordinate x', y', z' del punto rispetto ai primi assi. Posto

$$x' - x = \xi, \quad y' - y = \eta, \quad z' - z = \zeta,$$

possiamo anche dire che il problema di determinare, in modo completo, il movimento del pendolo, sarebbe risoluto, quando si conoscesse la funzione θ della variabile t, e le funzioni ξ, η, ζ, delle variabili x, y, z, θ: le quali ultime funzioni, rappresentando le componenti dello spostamento del punto dalla posizione relativa allo stato naturale del solido, ci darebbero, per ogni posizione degli assi mobili, la configurazione del pendolo.

Affinchè il problema resultasse completamente determinato, bisognerebbe supporre nota la posizione degli assi mobili, e la configurazione del pendolo, nell'istante iniziale.

Per risolvere questo problema dovremmo applicare le equazioni relative al movimento di un sistema elastico, qual è il cilindro C_0.

Scriviamo queste equazioni. Perciò converrà introdurre le *tensioni interne*, che agiscono sugli elementi di superficie del cilindro, e precisamente sugli elementi normali agli assi mobili. Esse, come è noto dalla *Teoria dell' Elasticità*, si riducono, per ciascun punto, a sei, che possiamo indicare con

$$t_{xx},\ t_{yy},\ t_{zz},\ \textit{(tensioni normali)}$$
$$t_{yz},\ t_{zx},\ t_{xy},\ \textit{(tensioni tangenziali)}.$$

intendendo che dei due indici, uno rappresenti l'asse a cui l'elemento di superficie è normale, l'altro l'asse a cui la tensione è parallela.

Le componenti ξ, η, ζ dello spostamento sono legate alle tensioni interne dalle formule:

$$(1)\ \begin{cases} \dfrac{\partial \xi}{\partial x} = \dfrac{1}{E}\left[t_{xx} - \lambda\left(t_{yy} + t_{zz}\right)\right], \\[2mm] \dfrac{\partial \eta}{\partial y} = \dfrac{1}{E}\left[t_{yy} - \lambda\left(t_{zz} + t_{xx}\right)\right], \\[2mm] \dfrac{\partial \zeta}{\partial z} = \dfrac{1}{E}\left[t_{zz} - \lambda\left(t_{xx} + t_{yy}\right)\right], \end{cases} \qquad (2)\ \begin{cases} \dfrac{\partial \zeta}{\partial y} + \dfrac{\partial \eta}{\partial z} = \dfrac{2(1+\lambda)}{E}\, t_{yz}, \\[2mm] \dfrac{\partial \xi}{\partial z} + \dfrac{\partial \zeta}{\partial x} = \dfrac{2(1+\lambda)}{E}\, t_{zx}, \\[2mm] \dfrac{\partial \eta}{\partial x} + \dfrac{\partial \xi}{\partial y} = \dfrac{2(1+\lambda)}{E}\, t_{xy}, \end{cases}$$

nelle quali E rappresenta il *modulo di elasticità*, λ il *coefficiente di contrazione* del materiale che costituisce il cilindro.

Diciamo poi a_x, a_y, a_z le componenti, secondo gli assi mobili, dell'accelerazione del punto che si considera, g_x, g_y, g_z le componenti della gravità g [1]), ρ la densità del solido in quel punto.

Si hanno allora le tre equazioni:

$$(3)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial t_{xx}}{\partial x}+\dfrac{\partial t_{xy}}{\partial y}+\dfrac{\partial t_{xz}}{\partial z}=\rho\,(a_x-g_x)\,, \\[2ex] \dfrac{\partial t_{yx}}{\partial x}+\dfrac{\partial t_{yy}}{\partial y}+\dfrac{\partial t_{yz}}{\partial z}=\rho\,(a_y-g_y)\,, \\[2ex] \dfrac{\partial t_{zx}}{\partial x}+\dfrac{\partial t_{zy}}{\partial y}+\dfrac{\partial t_{zz}}{\partial z}=\rho\,(a_z-g_z)\,, \end{cases}$$

che sono appunto quelle a cui si accenna sopra.

Ma volendo senz'altro far uso di queste equazioni, si andrebbe incontro a gravissime difficoltà analitiche, specialmente per il fatto che le funzioni incognite ξ, η, ζ, oltre a comparire nelle espressioni delle tensioni interne, e della densità ρ, derivate rispetto alle variabili x, y, z [2]), compariscono nelle componenti dell'accelerazione, derivate rispetto al tempo [3]).

Queste difficoltà potremo evitarle se ci proponiamo non di ottenere la soluzione esatta e completa del problema, ma di determinare, con sufficiente esattezza, quegli elementi relativi

---

1) Sarà evidentemente:

$$g_x=-g\,\mathrm{sen}\,\theta\,,\quad g_y=0\,,\quad g_z=g\cos\theta\,.$$

2) Si ha, chiamando ρ' la densità allo stato naturale:

$$\rho=\rho'-\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}+\frac{\partial\eta}{\partial y}+\frac{\partial\zeta}{\partial z}\right).$$

3) Infatti le componenti dell'accelerazione, rispetto agli assi fissi sono: $\dfrac{d^2x_1}{dt^2}$, $\dfrac{d^2y_1}{dt^2}$, $\dfrac{d^2z_1}{dt^2}$. Ora le coordinate x_1, y_1, z_1, si possono esprimere mediante l'angolo θ e le coordinate x', y', z', relative agli assi mobili, le quali contengono le tre funzioni ξ, η, ζ essendo $x'=x+\xi$, etc.

al movimento del pendolo, che a noi importa specialmente di conoscere, come la durata di un' oscillazione, ecc.

La determinazione approssimata di tali elementi può farsi nel modo seguente.

4. Consideriamo un pendolo rigido, la cui forma sia quella del pendolo elastico nel suo stato naturale: e studiamo il suo movimento, supponendo che esso parta dalla posizione corrispondente al valore θ_0 dell' angolo $z\,O\,z_1$, ossia θ.

Sarà facile determinare come varia l' angolo θ, col variare del tempo t, e calcolare le componenti dell' accelerazione di un punto qualunque del pendolo, in funzione delle variabili x, y, z, θ.

Se ora supponiamo che il pendolo elastico parta dalla posizione corrispondente allo stesso valore θ_0 dell' angolo $z\,O\,z_1$, potremo ritenere che per valori uguali della variabile θ, vale a dire per una stessa posizione degli assi mobili, l' accelerazione di un punto qualunque del pendolo rigido, individuato dalle coordinate x, y, z, differisca pochissimo dall' accelerazione dello stesso punto del pendolo elastico. Quindi, per una prima approssimazione, potremo, nelle formule (3), assumere come componenti dell' accelerazione, quelle ottenute supponendo il pendolo perfettamente indeformabile.

Nelle stesse formule faremo un' altra semplificazione: assumeremo cioè, come valore della densità, il valore costante relativo allo stato naturale del solido.

In tal modo i secondi membri delle equazioni (3) verranno ad essere funzioni note delle variabili x, y, z e θ. Ed allora tenendo conto delle equazioni (1) e (2), potremo ottenere espresse mediante queste variabili, le tre funzioni ξ, η, ζ, che ci daranno, in via di approssimazione, la configurazione del pendolo, per ogni posizione degli assi mobili.

Così dunque, partendo dall' ipotesi della assoluta rigidità del pendolo, saremo arrivati a calcolare, con molta esattezza, la sua configurazione, per tutti i valori dell' angolo θ.

Ora, nello stesso modo che, supponendo il pendolo rigido, si sarà trovato, con una prima approssimazione, come varia la sua velocità angolare col variare di θ, così supponendo che il

pendolo, in corrispondenza dell' angolo θ, abbia la configurazione che chiameremo $(\xi\ \eta\ \zeta)$, si potrà ottenerne la velocità angolare con una approssimazione di gran lunga maggiore.

Questo appunto faremo; e perciò basterà che applichiamo quello stesso principio che ci avrà servito a determinare il movimento del pendolo rigido, vale a dire il principio della conservazione dell' energia.

5. Assunto, come variabile indipendente, l' angolo θ, indichiamo con ω' la velocità angolare del pendolo elastico, vale a dire dell' asse $O_1 z$. Con ω indicheremo la velocità angolare del pendolo rigido. Diciamo inoltre, per il pendolo elastico, E'_c *l' energia cinetica* (forza viva E'_p *l' energia di posizione*, E'_e *l' energia dovuta alla presenza delle forze elastiche.* Sieno E'_{c_0}, E'_{p_0}, E'_{e_0}, i valori delle stesse quantità nell' istante iniziale. Se trascuriamo la dissipazione di energia che può aver luogo sotto forma di calore, o d'altro, dovrà essere:

$$E'_c + E'_p + E'_e = E'_{c_0} + E'_{p_0} + E'_{e_0}.$$

Adottando la notazione $[f]_{\theta_0}^{\theta}$, per indicare la differenza $f(\theta) - f(\theta_0)$, potremo scrivere:

$$[E'_c + E'_p + E'_e]_{\theta_0}^{\theta} = 0\,. \tag{4}$$

Ora poniamo:

$$\left\{\begin{aligned} E'_c &= E_c + \Delta E_c\,, \\ E'_p &= E_p + \Delta E_p\,, \\ E'_e &= E_e + \Delta E_e\,, \end{aligned}\right. \tag{5}$$

rappresentando con E_c, E_p, E_e, l' energia cinetica, l' energia di posizione, e l' energia elastica del pendolo rigido. Ma quest' ultima è nulla: sarà quindi

$$E'_e = \Delta E_e\,.$$

Sostituendo nella formula (4) avremo:

$$[E_c + \Delta E_c + E_p + \Delta E_p + \Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = 0\,,$$

od anche:

$$[E_c + E_p]_{\theta_0}^{\theta} + [\Delta E_c + \Delta E_p + \Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = 0 .$$

Abbiamo così separate le quantità di diverso ordine di grandezza. Ma le quantità del primo ordine si elidono. Si ha infatti:

$$[E_c + E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0 ,$$

essendo questa l' equazione del movimento del pendolo rigido. Rimane:

$$(6) \qquad [\Delta E_c + \Delta E_p + \Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = 0 ,$$

Al termine ΔE_c convien dare una forma diversa. Torniamo a considerare l' energia cinetica E'_c del pendolo elastico. Detta m la massa di un suo elemento qualunque, v la velocità, si ha la formula:

$$E'_c = \frac{1}{2} \Sigma m v^2 .$$

Sieno x_1, y_1, z_1 le coordinate, rispetto agli assi fissi, dell' elemento di massa m. Sarà allora:

$$v^2 = \left(\frac{dx_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_1}{dt}\right)^2 ,$$

od anche:

$$v^2 = \left[\left(\frac{dx_1}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{dy_1}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{dz_1}{d\theta}\right)^2\right] \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 ;$$

e più semplicemente:

$$v^2 = q \cdot \omega'^2 ,$$

essendo q una funzione delle variabili x, y, z, θ, ed ω'^2 il quadrato della velocità angolare. Quindi avremo:

$$E'_c = \frac{1}{2} \Sigma m q \omega'^2 ,$$

ovvero ponendo $\frac{1}{2} \Sigma m q = Q'$:

$$(7) \qquad E'_c = Q' \cdot \omega'^2 ,$$

ove Q' è una funzione della sola variabile θ, che si potrà determinare quando si conoscerà, per ogni valore di θ, la configurazione del pendolo.

Poniamo al solito

$$Q' = Q + \Delta Q ,$$
$$\omega'^2 = \omega^2 + \Delta \omega^2 .$$

Con Q ed ω^2 indichiamo le quantità corrispondenti a Q' e a ω'^2, relative al pendolo rigido. Si avrà per la formula (7):

$$E_c = (Q + \Delta Q)(\omega^2 + \Delta \omega^2) ,$$

e trascurando una quantità piccolissima:

$$E'_c = Q \cdot \omega^2 + Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 .$$

Ma $Q \omega^2$ non è altro che E_c, ossia l' energia cinetica del pendolo rigido. Sarà dunque, per la prima delle formule (5):

$$\Delta E_c = Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 .$$

Perciò l' equazione (6) potrà scriversi:

$$\left[Q \cdot \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 + \Delta E_c + \Delta E_p\right]_{\theta_0}^{\theta} = 0 ,$$

od anche:

$$\left[Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2\right]_{\theta_0}^{\theta} + \left[\Delta E_c + \Delta E_p\right]_{\theta_0}^{\theta} = 0 . \tag{8}$$

Ora osserviamo che nell' istante iniziale è nulla l'energia cinetica, tanto del pendolo elastico, che del pendolo rigido. Quindi, per $\theta = \theta_0$, sarà pure $\Delta E_c = 0$, ossia $Q . \Delta\omega^2 + \Delta Q . \omega^2 =$ e nella equazione (8) il primo termine si ridurrà a ciò che diventa la espressione dentro parentesi, in corrispondenza dell' angolo θ. Scindendo il secondo termine in due, l' equazione (8) potremo dunque scriverla:

$$Q \cdot \Delta \omega^2 + \Delta Q \cdot \omega^2 + \left[\Delta E_c\right]_{\theta_0}^{\theta} + \left[\Delta E_p\right]_{\theta_0}^{\theta} = 0 ,$$

dalla quale si ricava:

$$\Delta \omega^2 = \frac{-\left[\Delta E_c\right]_{\theta_0}^{\theta} - \left[\Delta E_p\right]_{\theta_0}^{\theta} - \Delta Q . \omega^2}{Q} \tag{9}$$

Tutte le quantità che compariscono nel secondo membro di questa equazione saranno note, quando avremo determinato il movimento del pendolo rigido, e da questo, col metodo indicato, avremo dedotta la configurazione del pendolo elastico, per ogni valore dell' angolo θ. La formula (9) ci darà allora la correzione da farsi al quadrato della velocità angolare del pendolo rigido, per avere il quadrato della velocità angolare del pendolo elastico.

Dopo ciò otterremo facilmente le correzioni da farsi a tutte le altre quantità che si vorranno calcolare.

II.

Movimento del pendolo rigido. Sollecitazioni sulle sezioni trasversali del cilindro.

6. Sieno M_0, M_1, M_2 *le masse* del cilindro C_0, e dei due pezzi C_1 e C_2, annessi alle sue basi. Diciamo poi h_0, h_1, h_2 *le distanze dei loro baricentri dal punto* O_1 [1]; r_0, r_1, r_2 i loro *raggi d' inerzia, rispetto all' asse di sospensione.*

La velocità angolare di rotazione ω la riterremo positiva nel senso $x_1 z_1$, mentre l' angolo θ lo misuriamo nel senso opposto. Perciò risulterà:

$$\omega = -\frac{d\theta}{dt}.$$

L' equazione del movimento può scriversi, come già si è visto:

$$[E_c + E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0 ,$$

ove E_c rappresenta la forza viva, E_p l' energia di posizione: od anche, essendo per $\theta = \theta_0$, $E_c = 0$:

$$E_c + [E_p]_{\theta_0}^{\theta} = 0 .$$

1) La quantità h_1 è negativa.

Ma

$$E_c = \frac{1}{2}(M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2)\omega^2,$$

$$[E_p]_{\theta_0}^{\theta} = -g(M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2)(\cos\theta - \cos\theta_0).$$

Quindi:

$$\frac{1}{2}(M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2)\omega^2 - g(M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2)(\cos\theta - \cos\theta_0)$$

da cui, posto:

$$\frac{M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2}{M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2} = \frac{1}{L}, \tag{10}$$

si ricava:

$$\omega^2 = \frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0). \tag{11}$$

Da questa formula si deduce immediatamente l' accel zione angolare α, anch' essa in funzione dell' angolo θ. Inf deriviamo l' uno e l' altro membro rispetto al tempo:

$$2\omega\frac{d\omega}{dt} = -\frac{2g}{L}\operatorname{sen}\theta\frac{d\theta}{dt}.$$

Ma $-\frac{d\theta}{dt} = \omega$, $\frac{d\omega}{dt} = \alpha$. Otterremo dunque

$$\alpha = \frac{g}{L}\operatorname{sen}\theta, \tag{12}$$

che è l' espressione cercata.

7. Passiamo ora a determinare, per ciascuna sezione cilindro, normale all' asse, lo *sforzo di taglio*, lo *sforzo* *male*, e il *momento flettente*, dei quali ci varremo per es mere le tensioni interne.

Considero la sezione S del cilindro, il cui baricentr trova alla distanza z dall' origine O_1 (fig. 3). Sulla faccia volta verso la direzione positiva di $O_1 z$, ossia verso il ba agirà una *forza normale* σ, ed una *forza tangenzial* parallele rispettivamente agli assi $O_1 z$, $O_1 x$, e che potr

e applicate al baricentro: e inoltre una *coppia* o *mo-*
flettente, che indicheremo con $l\,\Phi$ (l essendo una lun-

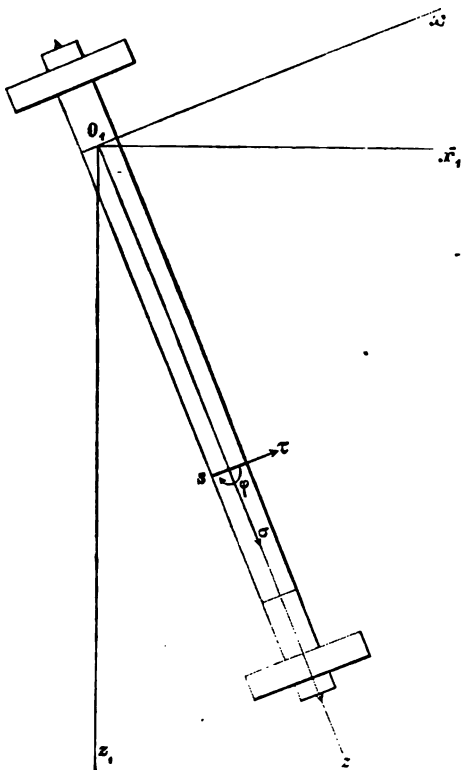



Fig. 3.

Φ una forza). Esso agirà nel piano ($x\,z$), e lo riter-
ositivo quando tende a far rotare la faccia suddetta nel
z.

'altra faccia della stessa sezione si avranno sollecita-
guali, ma rivolte in senso opposto.

calcolare τ ed σ consideriamo il movimento della por-
pendolo compresa tra la sezione S, e l'estremo infe-
(fig. 4).

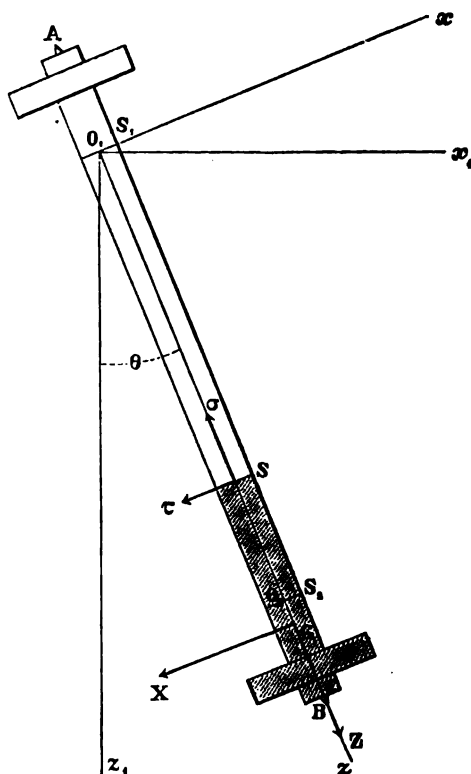
M la sua massa, X la resultante parallela ad O_1x delle
essa applicate, h la distanza del suo baricentro G

da O_1, W_x l' accelerazione del baricentro nella direzione
Dovrà essere:

$$M W_x = X .$$

Fig. 4.

Ma $W_x = -h\alpha$ ($h = O_1 G$, $\alpha =$ acc.^{e} ang.^{e}). Quindi:

$$M h . \alpha = - X . \tag{13}$$

Ora diciamo M' la massa della porzione di cilindro
presa tra la sezione S, e la sezione estrema S_2, h' la dist
del suo baricentro da O_1. Essendosi chiamata M_2 la mass
pezzo C_2, h_2 la distanza del suo baricentro da O_1, sarà:

$$M h = M' h' + M_2 h_2 .$$

Con l indichiamo la lunghezza totale del cilindro. La sua massa è M_0. Avremo dunque, per la porzione $S S_2$:

$$M' = \frac{l-z}{l} M_0 , \quad h' = \frac{l+z}{2} ;$$

quindi:

$$M h = \frac{l^2 - z^2}{2l} M_0 + h_2 M_2 .$$

Calcoliamo finalmente la forza X. Si ha:

$$X = -\tau - g M \operatorname{sen} \theta .$$

Ma

$$M = M' + M_2 = \frac{l-z}{l} M_0 + M_2 ;$$

dunque:

$$X = -\tau - g \left(\frac{l-z}{l} M_0 + M_2 \right) \operatorname{sen} \theta .$$

Sostituendo, nella formula (13), ad $M h$, α ed X i valori trovati si ottiene:

$$\left(\frac{l^2 - z^2}{2l} M_0 + h_2 M_2 \right) \frac{g}{L} \operatorname{sen} \theta = \tau + g \left(\frac{l-z}{l} M_0 + M_2 \right) \operatorname{sen} \theta ,$$

da cui, risolvendo rispetto a τ, e ponendo per semplicità:

$$C = 1 - \frac{l}{2L} + \frac{M_2}{M_0} \left(1 - \frac{h_2}{L} \right) , \tag{14}$$

si ricava:

$$\tau = - M_0 g \operatorname{sen} \theta \left[\frac{l}{2L} \left(\frac{z}{l} \right)^2 - \frac{z}{l} + C \right] . \tag{15}$$

Così abbiamo calcolato lo sforzo di taglio. Calcoliamo ora lo sforzo normale σ, che sarà facile determinare, scrivendo l'equazione relativa all'asse $O_1 z$, analoga alla (13).

Sia nella direzione $O_1 z$, per la stessa porzione di pendolo di massa M, W_z l'accelerazione del baricentro, Z la resultante delle forze applicate. Avremo:

$$M W_z = Z .$$

Ma

$$W_2 = -\frac{(h\omega)^2}{h} = -h\,\omega^2$$

Dunque:

$$\text{(16)} \qquad M h \,.\, \omega^2 = -Z\,.$$

Ora, come già si è trovato:

$$M h = \frac{l^2 - z^2}{2l} M_0 + h_2 M_2\,, \qquad \omega^2 = \frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0).$$

Si ha poi:

$$Z = -\sigma + g M \cos\theta = -\sigma + g\cos\theta\left(\frac{l-z}{l}M_0 + M_2\right).$$

Per conseguenza, sostituendo nell' equazione (16), e risolvendo rispetto a σ:

$$\text{(17)}\ \sigma = M_0 g \operatorname{sen}\theta\left(\frac{l-z}{l} + \frac{M_2}{M_0}\right) + M_0 g(\cos\theta - \cos\theta_0)\left(\frac{l^2-z^2}{lL} + \frac{h_2 M_2}{L\,M_0}\right).$$

Pel calcolare il momento flettente $l\,\phi$, consideriamo il movimento di rotazione, intorno all' asse fisso Oy_1, della porzione di pendolo compresa tra la sezione S, e l' estremo superiore A. Detto, rispetto all' asse Oy_1, I il suo momento d' inerzia, μ il momento delle forze applicate sarà:

$$I\,\alpha = \mu\,.$$

Ora:

$$I = M_1 r_1^2 + M_0 \frac{z}{l}\left(\frac{z^2}{3} + b^2\right):$$

infatti M_1 è la massa del pezzo C_1, r_1 il suo raggio d' inerzia rispetto all' asse $O_1 y_1$, $M_0 \frac{z}{l}$ la massa della porzione di cilindro compresa tra la base superiore S_1, e la sezione S, e $\frac{z^2}{3} + b^2$, per una formula nota, rappresenta il quadrato del suo raggio d' inerzia, se con b s' indica il raggio d' inerzia della sezione normale del cilindro stesso, rispetto alla retta baricentrica parallela all' asse $O_1 y_1$. Poichè questa sezione è costituita d

le circonferenze concentriche vicinissime tra loro, possiamo tenere, detto r il raggio medio: $b^2 = \frac{1}{2} r^2$.

Avremo dunque, ricordando la (12):

$$8) \qquad \left[M_1 r_1^2 + M_0 \frac{r}{l}\left(\frac{z^2}{3} + \frac{r^2}{2}\right)\right] \frac{g}{L} \operatorname{sen} \theta = \mu .$$

Sarà poi, chiamando M″ la massa della porzione di pendolo, che si considera, h'' la distanza del suo baricentro da O_1:

$$\mu = - \tau z + l \varphi + g M'' h'' \operatorname{sen} \theta .$$

Ma la massa M″ è composta di due parti, M_1 e $\frac{z}{l} M_0$, i cui baricentri distano da O_1 rispettivamente di h_1 e $\frac{z}{2}$. Quindi:

$$M'' h'' = M_1 h_1 + M_0 \frac{z^2}{2l},$$

la formula precedente diventerà:

$$9) \qquad \mu = - \tau z + l \varphi + g \operatorname{sen} \theta \left(M_1 h_1 + M_0 \frac{z^2}{2l}\right).$$

Il valore di τz lo ricaveremo dalla (15). Si ottiene:

$$\tau z = - M_0 g \operatorname{sen} \theta \left(\frac{l}{2L} \frac{z^3}{l^3} + \frac{z^2}{l} + Cz\right)$$

Dunque, sostituendo τz nella formula (19), poi μ nella (18), risolvendo rispetto a φ:

$$= M_0 g \operatorname{sen}\theta \left[- \frac{1}{6L} \frac{z^3}{l^2} + \frac{1}{2} \frac{z^2}{l^2} - \left(C - \frac{r^2}{2lL}\right) \frac{z}{l} + \frac{M_1}{M_0}\left(\frac{r_1^2}{lL} - \frac{h_1}{l}\right)\right].$$

Questa equazione, ponendo $A = C - \frac{r^2}{2lL}$, ossia per la formula (14):

$$A = 1 - \frac{l}{2L} + \frac{M_2}{M_0}\left(1 - \frac{h_2}{L}\right) - \frac{r^2}{2lL},$$

inoltre:

$$B = \frac{M_1}{M_0}\left(\frac{h_1}{l} - \frac{r_1^2}{lL}\right),$$

verrà scritta più semplicemente:

$$\Phi = -M_0 g \operatorname{sen}\theta \left[\frac{l}{6L}\left(\frac{z}{l}\right)^3 - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2 + A\frac{z}{l} + B\right]. \tag{20}$$

Nelle formule (15), (17) e (20), porremo per brevità:

$$\left\{\begin{aligned} f_1(z) &= \frac{l-z}{l} + \frac{M_2}{M_0}, \\ f_2(z) &= \frac{l}{L}\left(\frac{l^2-z^2}{2l^2} + \frac{h_2}{l}\frac{M_2}{M_0}\right), \\ f_3(z) &= \frac{l}{2L}\left(\frac{z}{l}\right)^2 - \frac{z}{l} + C, \\ f_4(z) &= \frac{l}{6L}\left(\frac{z}{l}\right)^3 - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2 + A\frac{z}{l} + B. \end{aligned}\right. \tag{21}$$

Sarà allora:

$$\left\{\begin{aligned} \sigma &= M_0 g \operatorname{sen}\theta\, f_1(z) + M_0 g(\cos\theta - \cos\theta_0) f_2(z), \\ \tau &= -M_0 g \operatorname{sen}\theta\, f_3(z), \\ \Phi &= -M_0 g \operatorname{sen}\theta\, f_4(z), \end{aligned}\right. \tag{22}$$

Le quantità σ, τ, Φ rappresentano delle forze; le funzioni $f_1(z)$, $f_2(z)$, $f_3(z)$, $f_4(z)$, rappresentano dei numeri astratti.

Abbiamo così calcolato, per tutti i valori dell'angolo θ, e per ogni sezione del cilindro, lo sforzo normale, lo sforzo di taglio, e il momento flettente.

Nel prossimo capitolo faremo la ricerca delle tensioni interne.

SUL COMPORTAMENTO DEI CORPI NELLA TRASFORMAZIONE DEI RAGGI RÖNTGEN.

Nota dei Dott. R. MALAGOLI *e* C. BONACINI.

Introduzione.

1. Di tutti i fatti fondamentali che si verificano colle radiazioni luminose e che costituiscono l'ottica, nessuno è dato di constatare coi raggi Röntgen, all'infuori di una disseminazione da parte dei corpi che ne vengono colpiti.

Questo fenomeno, che doveva già quindi eccitare un grande interesse, ha acquistato un' importanza ancora maggiore, dopo che si è dimostrato come nell' incontro dei raggi X coi corpi sia possibile la genesi di nuove radiazioni, talora assai diverse dalle incidenti.

Tale trasformazione il Röntgen mostrò di sospettare nella sua 3ª Memoria ponendosi la questione: « I raggi che cadono su un corpo danno origine a raggi della stessa natura? o in altri termini: È in un fenomeno analogo alla riflessione diffusa o alla fluorescenza che si deve cercare l'origine di questi raggi? [1]) »: e la questione riguardava i corpi in generale. — Per ricerche assai anteriori erano già noti gli effetti elettrici dei raggi disseminati dai corpi [2]): di più Imbert e Bertin-Sans [3]) avevano già osservato il fatto fondamentale da cui si partì più tardi per dimostrare l'esistenza della trasformazione stessa, cioè il diverso potere penetrativo del fascio disseminato dai varii corpi. Ma solo dal Luglio 1897 datano le prime ricerche dirette in proposito, per opera sopratutto del Sagnac in Francia [4]) e di noi in Italia.

Il Sagnac, pubblicando frettolosamente ed alla spicciolata i risultati delle sue ricerche, ha stabilito naturalmente la sua priorità per la constatazione del fenomeno fondamentale di

1) Berliner Akad. Maggio 1897.
2) Sella e Maiorana (Rend. Lincei, 16 Febbraio e 1 Marzo 1896).
3) Comptes rendus, 2 Marzo 1896.
4) Comptes rendus, 23 Luglio 1897.

trasformazione, ma a conclusioni veramente generali non è giunto che nel Marzo 1898 [1]). Cioè quando noi, che intorno alla diffusione dei raggi X iniziammo studii fino dai primi mesi del 1896 [2]), e che lavoravamo contemporaneamente a lui nello stesso campo, pubblicammo pure le nostre conclusioni [3]).

Queste differivano in gran parte da quelle del Sagnac. Difatti le nostre esperienze ci portarono ad ammettere che certi corpi si possano considerare come semplici diffusori, invece altri sieno sopratutto dei trasformatori, e che altri infine tengano dell' una specie e dell' altra. Di qui la divisione che noi proponemmo dei corpi in tre gruppi: B e A comprendenti gli estremi, ed un altro A-B comprendente le sfumature; costituenti insieme un' unica scala in cui il carattere che regolava la distribuzione dei diversi corpi pareva essere il loro peso.

Il Sagnac invece arrivava a stabilire che il fascio diffuso è in ogni caso diverso dal fascio di raggi X incidente; che cioè la trasformazione avviene sempre, per ogni specie di materia. Per lui quindi non esiste una diffusione dei raggi X; tutti i corpi sono trasformatori. Tale trasformazione sarebbe caratterizzata non solo dal diverso potere di penetrazione dei raggi disseminati, ma anche dalla diversa assorbibilità di questi da parte dell' aria, crescente colla profondità della trasformazione. Anche nel fascio trasmesso dai varii corpi si avrebbero poi raggi trasformati; misti però, in questo solo caso, a raggi X inalterati.

Queste le idee generali, che traspaiono da tutte le sue pubblicazioni fatte sull' argomento e sopratutto dalle ultime [4]), nelle quali soltanto esse sono esposte in modo chiaro e completo.

2. Appunto uno di questi ultimi lavori, pubblicato nell' *Eclairage* 14 Gennaio 1899, assieme alla traduzione delle

1) Eclairage électrique, 12 Marzo 1898.
2) Rendiconti Lincei, 26 Aprile 1896.
3) Ibid. 20 Febbraio e 3 Aprile 1898.
4) Eclairage électrique, 14 Gennaio 1899, pag. 41. — Jour. de Phys, Febbraio 1899.

nostre ultime Note, il Sagnac dedica a ribattere la nostra conclusione fondamentale, sostenendo la sua.

Nella presente Nota, mentre discutiamo alcuni commenti che il Sagnac ha creduto di fare a certe nostre affermazioni, noi sosteniamo ed anzi completiamo le nostre prime conclusioni a base di nuove osservazioni e di nuove esperienze; alcune già fatte da tempo, e che attendevano l'occasione di venire pubblicate, ed altre che abbiamo voluto istituire per la circostanza.

Vantaggi del nostro metodo di sperimentare.

3. Innanzi tutto gioverà qualche considerazione intorno ai metodi per l'esame del fascio disseminato dai corpi. D'accordo col Sagnac nel ritenere che lo schermo fluorescente, la lastra fotografica, e l'elettroscopio non siano ugnalmente adatti per lo studio dei raggi trasformati, ecco le ragioni per cui abbiamo preferito nelle nostre ricerche il metodo fotografico:

I. Il fascio da studiare può farsi giungere intatto sullo strato sensibile nudo, mentre col metodo elettroscopico, dovendo chiudere il campo del conduttore carico, è necessario filtrare le radiazioni disseminate con un mezzo assorbente, sia pure soltanto con una lastrina di alluminio battuto.

II. Le nostre numerose ricerche sulle diffusioni d'ambiente ci hanno portato a stabilire col metodo fotografico, più facilmente che per gli altri due, dei dispositivi al sicuro da possibili cause estranee. (Col metodo fluoroscopico ad es. abbiamo visto influire sensibilissimamente anche il corpo dello sperimentatore).

III. È possibile colla fotografia, e coi nostri dispositivi, esaminare i diversi diffusori con prove comparative *contemporanee;* che mettono quindi al sicuro da possibili variazioni della sorgente dei raggi X.

IV. Nel dispositivo da noi adoperato si verifica un'altra circostanza, che non si può ottenere col metodo elettroscopico. I nostri negativi registrano contemporaneamente e distintamente l'*entità* e la *natura* del fascio disseminato da ogni corpo; risultando la prima dall'opacità del fondo della lastra

sensibile, e la seconda dall' opacità relativa dei corpi formanti le scale di trasparenza.

V. Infine, potendosi integrare con pose opportune l'azione radiografica, è possibile ottenere, anche nei casi in cui questa è debolissima, delle prove così vigorose che permettano di apprezzare con sicurezza il risultato. (Ad es. la nostra esperienza sulla disseminazione dell' aria, che richiese una posa di 4 ore).

Ciò, in riguardo al valore generale del procedimento. Quanto poi al grado di precisione che può raggiungersi nelle osservazioni, è subito manifesto che esso è minimo col metodo fluoroscopico, per tutte le incertezze inerenti alle osservazioni fotometriche. Ma non è a ritenersi, e lo vedremo più oltre (§ 7, 8 e 9) che il metodo elettroscopico la vinca su quello fotografico (almeno per le ricerche di cui si parla), come *a priori* potrebbe credersi, e come insiste ad affermare il Sagnac.

Sull' esistenza della trasformazione per i corpi leggieri.

4. Il Sagnac, senza darsi la pena di ripetere le nostre esperienze col dispositivo e con i corpi da noi usati, come abbiamo minutamente descritto nelle nostre note, critica le esperienze stesse e si permette di qualificarle di *troppo poco precise*. Ciò appare, per lo meno, gratuito. Tanto più che di non poche delle nostre prove egli non ha fra le sue delle equivalenti: così ad esempio egli non ha mai sperimentato con liquidi [1]), nè ha mai fatto uso di corpi in blocchi o in polvere [2]), nè di corpi composti come ossidi, solfati, ecc. scartando così *a priori* intere famiglie di sostanze, e precludendosi quindi il diritto di conclusioni veramente *generali*.

1) Anch' egli, è vero, ha usato il mercurio; ma ciò al solo scopo di cercare la riflessione regolare (Eclairage électr., 12 Marzo 1898, pag. 469).

2) Volendo reclamare una *priorità*, il Sagnac afferma che una polvere ed una superficie scabra siano equivalenti nel fenomeno della diffusione. Ciò non è in generale corretto, ma *tanto meno* qui; giacchè le atmosfere gassose che avvolgono i grani della polvere dovrebbero (proprio secondo le *sue idee*) esercitare un notevole assorbimento sui raggi trasformati. E perchè nella disseminazione non è solo la superficie esterna che è impegnata, ma uno strato di spessore più o meno considerevole, che può arrivare nei corpi del tipo B fino a dei centimetri.

Ma principalmente fa caso come egli non dimostri che la prova fondamentale della trasformazione riesce anche usando i corpi leggieri, che noi assegniamo al tipo B; giacchè essendo omai incontrastata la trasformazione da parte dei corpi del tipo A, non vi è più ragione di persistere anche oggi nel dare ad essi la preferenza. Anzi, dato il proposito del Sagnac di ribattere le nostre affermazioni, ci sembra che lo sperimentare coi corpi B sarebbe stata l' unica via da seguire.

Per verità il Sagnac affermava fino dal Febbraio 1898 di avere potuto constatare la trasformazione anche coll'aria; che secondo noi, come gas, appartiene senza dubbio al tipo B, cioè si dimostra un semplice diffusore dei raggi X. A parte il risultato opposto al suo, a cui arrivammo nelle nostre esperienze [1]), sta intanto il fatto che alla critica da noi mossa al suo dispositivo, che lasciava sospettare influenze estranee, egli ha tacitamente risposto correggendo in quel senso il dispositivo stesso [2]). Però del metodo migliorato il Sagnac si vale poi solo per la disseminazione dei solidi, e non si dà cura di dire quale risultato si ottenga ripetendo con esso la prova fondamentale per l' aria! [3]).

Ed invero doppio motivo vi era oggi per ripeterla; perchè Hurmuzescu, che esperimenta pure col metodo elettrico, dichiara risultare dalle sue esperienze [4]), che la trasformazione relativa dei corpi sembra essere indipendente dalla natura del gas ambiente (mentre lo dovrebbe naturalmente essere, se il gas intervenisse con un' azione trasformatrice sua propria).

5. E dopo ciò non ci sembra davvero che il Sagnac abbia argomenti decisivi contro le nostre conclusioni. Ma noi, al contrario, oltre il complesso dei fatti che ci portarono ad affermare l' esistenza di un gruppo B, i cui corpi possano considerarsi come dei semplici diffusori per i raggi X, abbiamo

1) Rendiconti Lincei, 3 Aprile 1898, pag. 210.

2) Confronta la fig. 1 della Nota Comp. rend. 14 Febbraio 1898, riprodotta nella Memoria pubblicata nell' Eclairage Marzo 1898 (fig. 17), colla fig. 5 della Nota apparsa nel Journ. de Phys. Febbraio 1899.

3) Nota citata (Journ. de Phys., Febbraio 1899).

4) Eclairage electr., 20 Agosto 1898.

oggi nuove ragioni che ci convincono nella stessa idea, dedotte dall' aver constatato che operando con corpi di questo gruppo le prove fondamentali della trasformazione non riescono. È appunto in questo senso che noi abbiamo intrapreso una nuova serie di esperienze, di cui passiamo a riferire.

Osserviamo intanto, di passaggio, che le cinque esperienze che il Sagnac cita nella sua Nota [1]) come dimostrative della trasformazione non rappresentano in sostanza che dei modi diversi di osservazione del medesimo fatto, che noi riassumeremmo così: « l' ordine di successione dei corpi che ricevono un fascio di raggi X influisce sulle proprietà del fascio finale (diffuso, trasmesso o trasformato), e in modo che non è spiegabile colla sola selezione ». Non era dunque il caso che il Sagnac ci movesse l' appunto di non aver rilevato che una sola prova della trasformazione, tanto più che quella noi chiamavamo *veramente decisiva*, ritenendo quindi superflua ogni altra. Egli stesso riconosce essere quella *la plus simple et la plus importante* [2]), tanto da valersi poi *solo* di essa quando vuole rilevare con precisione il grado di trasformazione dei raggi disseminati [3]). Del resto le analogie coll' ottica possono suggerire ben altri metodi atti a mettere in evidenza, più o meno direttamente, l' esistenza della trasformazione.

Ciò premesso, gli diremo che le prove della trasformazione già dubbie con alluminio, risultano *nettamente negative* con cartone, legno ecc. — Che le coppie cartone-ebanite, ebanite-paraffina, ed altre analoghe del tipo B non danno *mai*, per trasparenza, differenze di entità o di qualità, quando si adoperino invertite a ricevere il fascio di raggi X: e ciò si verifica, anche variando gli spessori entro larghi limiti. — Che i raggi diffusi da due corpi qualunque del gruppo B non mostrano mai, a parità di intensità, poteri di penetrazione differenti per gli elementi di una scala di trasparenza, ove essi stessi figurano. — Che analogo risultato si trova quando si inverta l' ordine dei diffusori successivi per osservare i raggi terziarii.

1) Eclairage electr., 14 Gennaio 1899, pag. 46.
2) Eclairage electr., 14 Gennaio 1899, pag. 46.
3) Comptes rendus, 26 Febbraio 1899.

Viceversa le differenze appaiono *sempre*, quando operando cogli stessi dispositivi si impieghino coppie di corpi del tipo A; od anche un corpo del tipo A accoppiato ad uno del tipo B, *come sempre fa il Sagnac*.

Questi risultati, impliciti del resto nelle nostre prime ricerche, furono ottenuti dapprima col métodо fluoroscopico, che il Sagnac riconosce molto sensibile appunto pei raggi poco trasformati [1]), poi in modo definitivo colla fotografia; operando col dispositivo descritto nella fig. 1 della nostra 2ª nota, in cui erano sostituite le coppie diffondenti invertite al posto dei semplici diffusori R e R_1.

Non sarà superfluo notare che in tal modo essendo la prova per ambo le coppie *contemporanea*, e non successiva, come nelle esperienze col metodo elettrico, noi avevamo una maggior garanzia per la comparazione dei risultati: inoltre sarebbe stato possibile rilevare delle sfumature che altrimenti potevano sfuggire, qualora la trasformazione fosse piccolissima.

Come dunque accettare la trasformazione dei raggi X da parte dei corpi leggieri?

6. Il Sagnac accennando ad un caso limite, che l'Hurmuzescu avrebbe rilevato sperimentando con tubi durissimi, e nel quale vengono come cancellate le differenze fra corpo e corpo quanto al potere di trasformazione dei raggi X, pare ne voglia fare un argomento contro le nostre idee.

In verità nei lavori dell'Hurmuzescu citati dal Sagnac [2]) abbiamo invano cercato un'affermazione ben netta e generale in proposito. Ma ad ogni modo è facile comprendere che l'esistenza di un tale caso limite, del resto logicamente accettabile, nonchè intaccare, potrebbe *completare* la nostra classificazione ed i nostri concetti. Difatti in quelle condizioni di estrema penetrazione del fascio di raggi X tutti i corpi non tenderebbero forse a quel tipo B, la cui esistenza il Sagnac ci vorrebbe contestare?

1) Eclairage électrique, 14 Gennaio 1899, pag. 45.
2) Eclairage électrique, T. 15, p. 166 e T. 16, p. 314.

Analisi critica delle esperienze del Sagnac.

7. Quanto abbiamo fin qui detto valga a conferma diretta delle nostre idee. Ma vediamo ora se il Sagnac, che ha l'aria di trattare come grossolane le nostre esperienze, perchè eseguite col metodo fotografico, possa giustamente pretendere una maggior precisione nelle sue, perchè eseguite invece col metodo elettroscopico.

Il Sagnac ha sempre ricorso per le conclusioni decisive sulla trasformazione al fatto, da lui constatato, che il fascio disseminato da un corpo risulta diverso, se si interpone sul cammino dei raggi un filtro, prima o dopo che abbiano colpito il corpo. Ora questo metodo non sembra a noi privo di incertezze per le seguenti ragioni:

α) Il trasporto della lastra assorbente dal fascio incidente al fascio disseminato implica un cambiamento negli elementi geometrici delle esperienze, che toglie rigore alla comparabilità. Difatti l' incidenza media del fascio mal si potrebbe ritenere uguale, nei due casi, giacchè la sorgente dei raggi trasformati ha forma diversa da quella dei raggi X, ed inoltre è semplice, mentre questa è molteplice.

β) Se si ammette col Sagnac la trasformazione per tutti i corpi, avrà influenza la trasformazione dello stesso filtro. Interponendo questo nel fascio dei raggi X, i raggi trasformati nella sua trasmissione danno origine a dei terziarii incontrando il diffusore. Quando il filtro è invece attraversato dal fascio disseminato dal diffusore, darà origine esso a dei terziarii di trasmissione. E questi terziarii sono diversi nei due casi per lo stesso principio della impermutabilità dell'ordine dei corpi, tanto nella diffusione che nella trasmissione. Inoltre questi due fasci di raggi terziarii hanno origine a distanze diverse nei due casi: cioè cambiano le distanze relative delle due sorgenti dall' elettroscopio.

γ) La lastra di alluminio dell' elettroscopio decide, sempre nel concetto di Sagnac, di un fascio di raggi *quaternarii*, la cui entità e natura è diversa da corpo a corpo diffondente, e per uno stesso corpo è diversa colla posizione del filtro.

δ) Dato col Sagnac, che l' aria ha essa stessa un potere di trasformazione, che l' elettroscopio avverte, questo elemento entrerà in ogni esperienza a modificare il risultato; ed in modi diversi, se diverse saranno le disposizioni delle parti solide agenti.

Ciò non porta a concludere che *tutti* i risultati avuti per questa via sieno sospetti, ma solo fa nascer dubbii sull'esattezza di quelli che avrebbero la pretesa di rivelare gradi *piccolissimi* di trasformazione; dubbii, tanto più giustificati appunto per quella estrema delicatezza che il Sagnac attribuisce al metodo elettroscopico. Ora, sarebbero appunto in queste circostanze le esperienze, fatte o da farsi, in appoggio alla trasformazione da parte dei corpi del tipo B.

E tutto questo anche senza voler entrare in un' analisi *speciale* del metodo elettroscopico; le cui molteplici singolarità il Prof. Righi, ad esempio, rilevava così brillantemente fino dal Maggio 1896 [1]), e sulle difficoltà inerenti al quale anche l' Hurmuzescu insiste recentemente dichiarando indispensabili le più grandi precauzioni nello sperimentare [2]).

8. Ma non solo il dispositivo usato dal Sagnac offre *per se stesso* motivi a commenti; anche il modo con cui egli se ne vale per definire il coefficiente di trasformazione dei diversi corpi, non pare del tutto corretto.

Intanto da quanto si è or ora detto si arguisce facilmente come questo coefficiente venga a dipendere dalla natura del corpo usato nelle due filtrazioni successive [3]).

Inoltre il coefficiente definito dal Sagnac come rapporto dei tempi di scarica dell' elettroscopio corrispondenti alle due posizioni del filtro, invece del grado di trasformazione proprio del corpo studiato, misura un effetto complessivo, dovuto e al-

1) Memorie della R. Acc. di Bologna, ser. 5., t. 6.

2) Comptes rendus, Febbraio 1899.

3) Il procedimento seguito dal Sagnac implicando invece che il filtro agisca semplicemente come mezzo assorbente, implica pure l' idea che esistano corpi che *non* esercitano alcuna trasformazione sui raggi X (nostro gruppo B)!

l' *intensità* e alla *qualità* del fascio disseminato [1]). Sicchè potrebbe avvenire che per due corpi si trovassero uguali i coefficienti del Sagnac, pure essendo diversa la profondità della loro trasformazione: una maggiore intensità del fascio disseminato potrebbe essere compensata da una minor trasformazione, e viceversa [2]).

Queste considerazioni basterebbero da sè a spiegare le diversità, talora non lievi, fra i risultati a cui il Sagnac arriva nelle sue successive ricerche.

Ma c' è dell' altro.

9. Nei fenomeni di disseminazione ha influenza lo spessore del corpo studiato. Esso agisce e sull' entità, e sulla natura del fascio rinviato.

Per uno stesso corpo finchè si opera con spessori al di sotto di un certo spessore *e*, il fascio disseminato ha intensità crescente collo spessore, e non sono quindi comparabili le esperienze fatte con corpi diversi, se non quando per ognuno di essi si prenda uno spessore uguale o maggiore del rispettivo *e*. Ciò può spiegare, ad esempio, perchè Sagnac abbia sempre trovato azioni di diffusione più energiche con corpi pesanti, sì da preferirli nelle sue esperienze; mentre noi con forti spessori (alcuni cm.) di corpi leggieri (ad es. di cartone e di olio) abbiamo potuto avere azioni uguali se non maggiori, di quelle ottenute *caeteris paribus* con metalli. È forse per analoga ragione che egli ha creduto che i raggi disseminati da certi corpi non agissero paragonabilmente coi raggi incidenti [3]), e che prima ancora trovò che l' alluminio non agiva affatto nella diffusione [4]), mentre poi dovè ricredersi.

1) Ciò vale anche " se si mantiene invariabile lo spessore della lamina filtrante, le condizioni geometriche dell' esperienza, la pressione e la natura del gas ambiente, le dimensioni dell' elettroscopio e la natura delle sue pareti ". (Sagnac. Journal de Phys., Febbraio 1899, pag. 71).

2) Nè più corretto appare, per analoga ragione, il coefficiente di trasformazione definito dall' Hurmuzescu, non più in modo assoluto, ma in relazione allo zinco preso come tipo. (Comptes rendus, Febbraio 1899).

3) Ad es.: Eclairage électr., 14 Gennaio 1899, pag. 45.

4) Comptes rendus, 26 Luglio 1897.

Hurmuzescu cita del resto fatti che sembrano consoni a questo nostro modo di vedere [1]).

Ma anche sulla natura del fascio lo spessore influisce. Infatti man mano che questo aumenta, mantenendosi però minore di *e*, accade che il fascio rinviato, dovendo essere filtrato da uno spessore crescente della sostanza, si spoglierà delle radiazioni meno penetrative o più assorbibili avanti di uscire dal corpo [2]). Cioè aumentando lo spessore, si aggiungono al fascio disseminato soltanto radiazioni più penetrative, e se ne modifica così la composizione.

Se si distingue poi (come si deve fare, almeno pei corpi di tipo A-B) fra lo strato *e* di trasformazione e lo strato *e'* attivo nella diffusione, è chiaro che il rapporto delle intensità dei due fasci dipende pure dallo spessore assoluto con cui si opera. Così converrà usare non solo uno spessore maggiore di *e*, ma altresì maggiore di *e'*. — Inoltre si deve notare che i valori di *e* e di *e'* cambieranno collo stato del tubo e non nel medesimo rapporto.

Orbene, di tutto ciò ha tenuto conto il Sagnac? Dai suoi scritti non appare. Quel che è certo è che noi, operando con strati sempre molto spessi, eravamo al coperto da queste cause d'errore: che cioè questa circostanza, da cui egli prende pure motivo per tacciare di grossolane le nostre esperienze, costituisce invece una condizione di garanzia per una osservazione esauriente del fenomeno, e quindi per una più rigorosa comparabilità dei risultati.

10. Dall' analisi fatta nei tre precedenti paragrafi, par lecito concludere che il Sagnac non può pretendere di aver raggiunto nelle sue esperienze quella esattezza, che formalmente egli vorrebbe far apparire, e che gli dovrebbe dare maggior diritto di noi a conclusioni sicure. Anzi, data la complessità del fenomeno di disseminazione, aumentata ancor più dalle probabili selezioni conseguenti all'eterogeneità del fascio emesso

1) Eclairage électr., 20 Agosto 1898.

2) Hurmuzescu dimostra appunto che i raggi trasformati prodotti da un corpo sono di preferenza assorbiti da questo stesso corpo. (Comptes rendus, Febbraio 1899).

dai *focus*, noi crederemmo che almeno per ora, non si potesse essere in proposito più assoluti e precisi di quello che noi fummo.

Ma dobbiamo ora aggiungere che nelle ricerche del Sagnac c' è anche una questione fondamentale di fatto che ci lascia molto incerti.

Se i raggi trasformati sieno assorbiti dall' aria.

11. Il Sagnac pone come caratteristica essenziale del fascio trasformato anche un assorbimento marcato di questo da parte dell' aria. Sull' esistenza di tale assorbimento noi abbiamo ancor oggi molti dubbi, benchè fino dall' Aprile 1896 avessimo fatta quell' esperienza della quale, più d' un anno dopo, il Sagnac si valeva (dandola per nuova) per dimostrarlo [1]. Noi verificammo infatti fino d' allora l' influenza della distanza sul rinforzo determinato nelle radiografie dai corpi posti dietro lo strato sensibile durante l' azione dei raggi X, ed in proposito scrivevamo: « . . . disponendo fra la pellicola ed il riflettore una sottile cornice che ne sopprimesse il contatto, il fenomeno si verificò ancora sebbene meno accentuato. Di questo indebolimento si può trovare ragione nell' aumentata distanza fra la pellicola ed il riflettore, difatti in altre esperienze con distanze diverse notammo che già a circa 3 millimetri il rinforzo è pressochè inapprezzabile: mentrechè facendo galleggiare una porzione dello strato sopra il mercurio, per modo che il contatto sia intimissimo, il rinforzo del fondo riesce molto intenso [2] ».

Altre numerose esperienze facemmo più tardi nello stesso senso; ed anzi a fine di poter apprezzare se la legge di decrescenza dell' azione di diffusione fosse puramente geometrica, ripetemmo sempre le esperienze in condizioni analoghe, sostituendo al *focus* una sorgente luminosa. I risultati che ottenemmo in ogni caso furono equivalenti. Abbiamo inoltre potuto verificare che i fenomeni colla luce e coi raggi X si svolgono parallelamente, anche quando la distanza fra lo strato sensibile

1) Comptes rendus, 3 Gennaio 1898, pag. 38, fig. 3.
2) Rendiconti Lincei, 26 Aprile 1896, pag. 329.

ed il diffusore si faccia variare entro limiti assai più ampii (1 a 4 cm.); nel qual caso si esclusero naturalmente i raggi diretti, la cui azione prevalente avrebbe mascherato il fenomeno secondario, e si lasciarono agire solo i raggi disseminati. (Vedasi a questo scopo il nostro dispositivo della 2ª Nota sulla diffusione).

Possiamo aggiungere che disponendo sotto uno strato sensibile esposto ai raggi X un diffusore metallico a gradinata, di cui il solo primo gradino toccava lo strato, e gli altri se ne discostavano regolarmente fino a 3 mm. circa, non abbiamo notato che la scala dei rinforzi cambiasse operando nell' aria o nel vuoto pneumatico.

Infine poi le nostre radiografie non ci hanno mai mostrato differenze nel grado di penetrazione del fascio quando variava la distanza del diffusore dallo strato sensibile.

Ciò spieghi intanto perchè non abbiamo parlato nelle nostre due Note, di un assorbimento che l' aria eserciterebbe sul fascio disseminato dai corpi colpiti dai raggi X.

È bensì vero che Sagnac giunge per altra via a concludere che i raggi trasformati sono assorbiti dall' aria, cioè osservando ad es.: che la trasparenza apparente di un corpo ai raggi X cambia (lievemente) colla sua distanza dal ricevitore dei raggi stessi [1]. Ma queste variazioni si possono pure spiegare con ragione geometrica; pensando che la legge di decrescenza dell' intensità colla distanza va applicata pel fascio X e pel fascio trasformato, contando le distanze da due origini *diverse* (cioè la regione emittente del *focus*, e lo strato *e* del corpo studiato in cui avviene la trasformazione).

Nè più concludenti in favore di un assorbimento dell' aria per i raggi trasformati ci sembrano altri fatti, che il Sagnac ammette invece dipendere senz' altro da quello: poichè in ognuno d' essi è possibile riscontrare una condizione geometrica che, variando nelle due esperienze di confronto, potrebbe da sola spiegare la cosa. Così ad esempio il fatto che il coefficiente *c* di trasformazione di un corpo risulta al Sagnac variare collo spessore d' aria (cioè colla distanza) che divide il corpo stesso

1) Eclairage, 14 Gennaio 1899, pag. 43-44.

dall' elettroscopio [1]), potrebbe spiegarsi colle influenze già ricordate al N. 6 a proposito dell' esperienza fondamentale delle filtrazioni successive.

Se, oltre a ciò, si tien conto che Hurmuzescu ha dimostrato (vedi avanti) essere per i diversi corpi i coefficienti di trasformazione relativa *indipendenti dalla natura del gas ambiente*, si finisce col dover ritenere l' assorbimento dell' aria sui raggi trasformati *non ancora sufficientemente provato.*

In ogni caso poi, (ci preme notarlo) le nostre esperienze e le nostre conclusioni non perdono perciò del loro significato, perchè in esse fu sempre mantenuta costante la distanza del ricevitore dal diffusore. e perchè questa distanza (circa 4 cm.) era molto superiore a quei pochi mm., entro i quali il Sagnac ammette notevolmente variabile l' assorbimento dell' aria.

Conclusioni.

12. Dopo tutto ciò, non vediamo ragione di abbandonare le nostre idee, che ci hanno portato ad una classificazione dei corpi dal punto di vista del loro comportarsi nella disseminazione, allorchè sono colpiti da raggi X. Anzi ci appare oggi chiaro perchè la successione dei corpi nella nostra tabella non segua con precisione la legge di variazione del peso; giacchè le belle ricerche del Dorn sulla genesi di calore nei corpi che assorbono raggi X [2]) fanno comprendere come l' intensità del fascio disseminato dipenda anche dal potere assorbente della materia. Ad esempio il platino che presenta per noi lo scarto più sentito, mostrò appunto al Dorn un forte potere assorbente. Così pure il Walter che pubblicava di recente i risultati di sue ricerche sulla riflessione diffusa [3]) trova che l' intensità di questa è in stretto rapporto col peso atomico della sostanza diffondente [confermando così un fatto da noi preconizzato] [4]); ma che cresce con questo fino ai suoi valori medii, decrescendo in seguito rapidamente per i valori elevati.

1) Comptes rendus, 27 Febbraio 1899.
2) Wied. Annalen, Dicembre 1897.
3) Wied. Annalen, t. LXVI, pag. 74.
4) Rendiconti Lincei, 3 Aprile 1898, pag. 209 in nota.

E siamo indotti ad estendere la nostra classificazione al caso dei raggi *trasmessi* dai corpi, dei quali solo indirettamente ci occupammo nel nostro lavoro, dedicato sopratutto allo studio della diffusione.

13. Del resto esaminando i numerosissimi scritti del Sagnac è facile constatare come, dopo le nostre pubblicazioni, egli abbia notevolmente modificate le sue idee sulla disseminazione dei raggi X, avvicinandosi al nostro modo di vedere; tantochè oggi la divergenza non è poi tanto grande come un tempo. Di che, dopo tutto, non possiamo che compiacerci.

Intanto il Sagnac usa oggi frasi assai meno recise che per il passato, circa l' entità della trasformazione provocata dai diversi corpi. Questa, che nei suoi primi scritti egli riteneva fosse per tutti i corpi pressochè dello stesso grado, sì che soltanto a proposito dell' aria si esprimeva così: « la trasformation *parait* bien moins profonde avec l' air qu' avec le zinc [1]) »; oggi egli ammette che i raggi secondari sono « *de la même famille que les rayons X incidents* »; che ad es.: i raggi S' dell' alluminio sono « *peu transformès et presque aussi pènètrants que les rayons X primaires* »; tantochè essi sono rispetto ai raggi trasformati dello zinco « *ce que les rayons X d' un tube très dur sont aux rayons X plus absorbables d'un tube très doux* [2]) »; e così via.

Non basta. Il Sagnac fa oggi, *dopo un anno* dalla nostra pubblicazione, la distinzione dei corpi in pesanti *(lourds)* e leggieri *(lègers)*, ammettendo che questi ultimi « *trasforment rèlativement peu les rayons X* [3]) ». Ciò che prova come egli accetti appunto quella dipendenza del potere di trasformazione dal peso, che noi abbiamo enunciata (egli la dà però come cosa sua !), e che ci ha servito a definire i gruppi A e B [4]). Ed anzi, nella sua nota più recente [5]), concludendo che: « *le*

1) Comptes rendus, 14 Febbraio 1898, pag. 522.

2) Journal de Physique, Febbraio 1899.

3) Eclairage électrique, 14 Gennaio 1899, pag. 45.

4) Quanto al gruppo intermedio A-B il Sagnac non avrebbe potuto pronunziarsi, poichè non ha mai sperimentato coi corpi che noi vi ascriviamo, cioè con quelli il cui peso specifico varia circa fra 3 e 7.

5) Comptes rendus, 6 Marzo 1899.

pouvoir de transformation des éléments augmente le plus souvent avec la densité ou le poids atomique, sans qu' aucune de ces deux rémarques soit générale », fa sentire di aver rilevato quella probabile dipendenza dal peso atomico, sulla quale pure noi ci eravamo espressi.

Ma c' è di più. In una recente comunicazione fatta alla *Société Française de Physique* [1]) sulla trasformazione dei raggi X da parte dei diversi corpi semplici, il Sagnac parlando della complessità dei fasci di raggi X e di raggi trasformati, ammette che i loro spettri abbiano « *d' importantes régions communes, surtout du coté des rayons S les plus pénétrants* [2]) ». Ciò equivale evidentemente ad ammettere che nel fascio disseminato dai corpi esistano raggi *eguali agli incidenti*, e talora in gran copia: in altri termini si ammette una vera e propria diffusione, talora prevalente sulla trasformazione.

Ora, non sarà male ricordare che la nostra conclusione generale era così formulata: « on est conduit à penser que « tous les corps sont aptes à diffuser des rayons X inaltérés et « à les trasformer en rayons de cryptoluminéscence, et que le « caractère spécifique de chaque corp, résultant *toujours* de « l'ensemble des deux effets, dépend de l'intensité de ces effets. « Pour les corps A le premier effet est négligeable; pour les « corps B, c' est le second [3]) ».

Non erano qui forse contenute le conclusioni odierne del Sagnac? Noi non escludemmo infatti in modo assoluto che anche coi corpi del tipo B si potessero avere *traccie* di raggi trasformati; ma affermammo che il contegno di questi corpi appare quello di semplici diffusori, perchè il fascio disseminato non presenta differenza apprezzabile dal fascio incidente.

Ora il Sagnac non ha ancora dimostrato in modo esauriente e superiore ad ogni critica, che esista un' apprezzabile differenza di natura tra il fascio incidente e quello disseminato per tutti i corpi. E quand' anche gli riuscisse di farlo, non sapremmo

1) 6 Gennaio 1899.
2) Cfr. Eclairage, 14 Gennaio 1899, pag. 66.
3) La traduzione è dello stesso Sagnac. (Eclairage, 14 Gennaio 1899, p. 77).

davvero come egli potrebbe attribuirla ad una trasformazione di tutte le radiazioni che costituiscono il fascio incidente, piuttostochè di alcune di esse solamente.

Modena, 30 Marzo 1899.

DI UN NUOVO METODO SPERIMENTALE PER LO STUDIO DELL' ASSORBIMENTO DELLA LUCE NEL CAMPO MAGNETICO.

Nota seconda di AUGUSTO RIGHI [1]).

Nella produzione del fenomeno scoperto dal sig. Zeeman la luce adoperata è quella emessa dal corpo, per esempio vapore di sodio, collocato nel campo magnetico, luce che non è sensibilmente polarizzata. Avendo avuto l' idea di studiare quali fenomeni si sarebbero ottenuti mediante la luce polarizzata, con che mi sembrava d' entrare in un nuovo campo di ricerche assai promettente, dovetti naturalmente prendere in esame, non già l' ordinario fenomeno Zeeman, che chiamerò fenomeno *diretto*, ma il fenomeno *inverso*, quello cioè che si produce quando un raggio di luce proveniente da una sorgente qualunque attraversa il corpo, per esempio vapore di sodio, posto nel campo magnetico. In questo caso, infatti, era facile polarizzare con un nicol la luce adoperata.

Riflettendo sui fenomeni che si sarebbero prodotti, e tenuto conto della legge di Kirchhoff estesa anche alla forma della vibrazione (estensione che risultava dall' osservazione già fatta dallo stesso Zeeman del fenomeno inverso), trovai, che, estinta con un secondo nicol la luce che ha attraversato il sodio, mentre non esiste campo magnetico, doveva apparire, al crearsi di questo, una luce gialla di lunghezze d' onda pochissimo differenti da quelle assorbite dal sodio. In una precedente Nota [2]) ho esposti quei miei ragionamenti, come pure le esperienze le quali, nei limiti da esse consentiti, confermavano pienamente le mie previsioni.

1) Dai Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol 7°, 2° sem., ser. 5., fasc. 12, 1898.
2) Rend. della R. Accad. dei Lincei, ser. 5., v. 7°, pag 41. — N. Cimento, ser. 4., t. 8°, pag. 102.

Quelle esperienze sono state di poi ripetute e confermate da molti fisici. Di più, alcuni di essi, adoperando mezzi più adeguati, hanno anche potuto osservare certi fatti assai interessanti, dei quali naturalmente non avevo potuto dapprima tener conto. Così, avendo i sigg. Macaluso e Corbino [1]) sostituito il reticolo di Rowland allo spettroscopio a visione diretta, solo apparecchio spettrale che io avessi a mia disposizione, questi fisici hanno trovato, che al fenomeno Zeeman si sovrappone una rotazione delle vibrazioni, quale secondo H. Becquerel [2]) e Voigt [3]) era da aspettarsi, per le lunghezze d'onda assai vicine a quelle assorbite, rotazione che è intimamente legata alla dispersione anomala, che pure esiste per quelle speciali lunghezze d'onda, messa recentemente in evidenza con ingegnosissime esperienze dal sig. Becquerel [4]).

In causa dell'esistenza del fenomeno rotatorio non si può più dire, che le esperienze descritte nella citata Nota mettono in evidenza l'esistenza del fenomeno Zeeman, quando lo si consideri a sè, indipendentemente dalla rotazione delle vibrazioni, che ora sappiamo lo accompagna. Si può dire invece, che quelle mie esperienze offrono un mezzo semplice di dimostrare l'esistenza del fenomeno complesso Zeeman-Faraday, senza che si possa assegnare in modo generale qual parte della luce, che appare creando il campo magnetico, spetti al cambiamento di lunghezze d'onda, e quale alla rotazione delle vibrazioni.

I sigg. Corbino e Macaluso pensano che quest' ultima parte sia la maggiore, mentre io inclino per l'opposto parere, basandomi sulla circostanza, che per osservare distintamente il fenomeno di rotazione delle vibrazioni occorre una fiamma, la quale, per essere molto ricca in vapore metallico, dia larghe righe d'assorbimento, mentre questa condizione non è necessaria affinchè l'apparizione di luce indicatrice del fenomeno Zeeman abbia luogo [5]). Oltre a ciò si vedrà più oltre, che an-

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, ser. 5., v. 7°, pag. 293.

2) Comp. rend., 31 Octobre 1898.

3) Gott. Machr. 1898, Heft 4.

4) Comp. rend. 5 Décembre 1898.

5) L'esperienza riesce anche con una fiamma poverissima in sodio, prodotta nella maniera insegnata dal sig. Koenig.

mentando lo spessore del corpo assorbente, la luce che appare creando il campo magnetico si affievolisce sino anche a sparire affatto.

In questa seconda Nota riferisco alcune nuove considerazioni generali sul fenomeno in questione, ed alcune osservazioni, fatte colle stesse disposizioni sperimentali descritte nella Nota precedente, non solo sopra l'ipoazotide, che già studiai allora, ma anche su altri aeriformi.

Influenza della larghezza delle righe di assorbimento. — Nel ragionamento esposto nella mia prima Nota ho considerato un corpo, che produca una o più righe di assorbimento senza larghezza sensibile, ed ho tacitamente supposto che per tutte si verifichi lo sdoppiamento dovuto al campo magnetico. Sotto queste condizioni la luce che appare al chiudersi del circuito deve essere di colore sensibilmente complementare di quella trasmessa, e perciò sensibilmente eguale a quella emessa: gialla, dunque, col sodio, rossa col litio, verde-azzurra coll'ipoazotide, ecc.

Ma se si tien conto della larghezza finita delle righe di assorbimento, si riconosce facilmente che la detta luce può assumere colorazioni assai differenti.

Infatti, per ogni data lunghezza d'onda, considerata in una larga riga di assorbimento, giungono all'analizzatore, quando il campo magnetico è eccitato, due raggi circolari inversi, le cui lunghezze d'onda sono per l'uno un po' minore e per l'altro un po' maggiore della lunghezza d'onda primitiva. Perciò, in posto della primitiva riga di assorbimento se ne hanno, nella luce che arriva all'analizzatore, due a vibrazioni circolari inverse, le quali, stante la larghezza della riga di assorbimento da cui provengono, possono essere in gran parte sovrapposte. Nella regione comune resta dunque, all'uscita dall'analizzatore, l'oscurità, cosicchè la luce che appare corrisponde solo alle porzioni esterne delle due righe, ove non si ha reciproca sovrapposizione.

Questa considerazione intanto rende conto di un fatto constatato, e cioè che l'intensità della luce, che appare eccitando il campo magnetico, cresce sino ad un certo limite al crescere dell'intensità di questo. Ma inoltre fa vedere che, quando le

righe di assorbimento siano assai larghe, la detta luce potrà assumere nel suo complesso una colorazione diversa da quella complementare della luce trasmessa.

A questa diversità potrà anche contribuire l' essere eventualmente di differenti grandezze per le varie righe di un medesimo corpo lo sdoppiamento prodotto dal campo magnetico.

Le esperienze seguenti, fatte sull' ipoazotide, mi sembrano d'accordo con questa conclusione.

Esperienze coll' ipoazotide. — Nell' esperienza con questo gas descritta nella prima Nota si produsse, eccitando il campo magnetico, una luce verde-azzurra. Ho di poi riconosciuto, che luce di tal colore si produce soltanto quando lo spessore dello strato di gas sia abbastanza piccolo, o il gas abbia piccola densità, mentre si ha luce di altro colore se lo strato è assai grosso, ed il gas è puro e non diluito con aria.

Ciò risulta da esperienze fatte con tubi più o meno lunghi contenenti ipoazotide, e posti nell' asse di rocchetti percorsi da una corrente e la cui lunghezza variò da pochi centimetri sino a più di due metri. Ecco, per esempio, quanto ho osservato con un tubo lungo 40 c., mentre il campo magnetico nell' asse del rocchetto era di circa 600 unità.

Quando il tubo è completamente pieno di gas, non si osserva nessun fenomeno al chiudersi del circuito. Scacciando con aria secca parte del gas, il fenomeno si produce; ma la luce che appare eccitando il rocchetto è giallo-rossa, simile a quella che il gas trasmette. Diluendo di più in più il gas, la luce diviene biancastra, e poi verde-azzurra. Il sostituire al tubo lungo 40 c. tubi di più in più corti sino ad 1 o 2 centimetri, dà luogo agli stessi successivi cambiamenti.

Esaminando collo spettroscopio a visione diretta quella luce, si riconosce, che mentre quando il gas è assai diluito e in istrati di piccolo spessore, lo spettro è press' a poco complementare di quello dato dalla luce trasmessa (almeno nella parte più luminosa dello spettro), quando invece lo spessore e la densità del gas aumentano, quello spettro risulta visibilmente modificato, e di più in più limitato dalla parte più rifrangibile. Dietro osservazioni fatte in condizioni migliori delle primitive mi è anzi sembrato, che questa resti sempre alquanto

oscura, e che perciò se la luce varde-azzurra è fisiologicamente complementare della giallo-rossa trasmessa, essa però non contenga tutte le lunghezze d'onda mancanti in quest' ultima.

Risulta in particolare da queste osservazioni che uno strato troppo grosso o troppo denso di gas, che verosimilmente produce più larghe righe d'assorbimento, è sfavorevole alla riescita dell' esperienza.

Bromo e iodio. — Questo risultato avuto coll' ipoazotide mi decise a riprendere in esame i vapori di bromo e di iodio, coi quali anteriormente non avevo osservato nessun effetto. Era probabile infatti che nei primi tentativi fatti con questi vapori lo spessore adoperato fosse troppo grande.

Avendo ripetuto l' esperienza con strati sottili, essa è riescita completamente [1]).

Pel bromo occorre uno spessore che non superi molto un centimetro, ma che può essere alquanto minore. Il vapore, quale il bromo lo produce alla temperatura ordinaria, è contenuto in un tubetto chiuso alle basi da vetri piani sottilissimi, che non producano doppia rifrazione accidentale e diano luogo ad una rotazione piccolissima. La luce che apparisce eccitando il campo è verde-azzurra. Esaminata collo spettroscopio essa dà uno spettro che si estende all' incirca dalla regione della riga D sino al di là della *b*. Da questa parte è limitato più bruscamente che dalla parte meno rifrangibile. Come coll' ipoazotide se si aumenta lo spessore dello strato di vapore, quella luce diviene rossastra e meno intensa, poi finisce col non prodursi più.

Il iodio offre certe difficoltà pratiche. Siccome per svolgere il vapore occorre il riscaldamento. così accade che i vetri che chiudono il tubetto divengono facilmente birefrangenti (per ineguaglianza di riscaldamento, deformazioni etc.), d'onde della difficoltà di avere l' oscurità prima di eccitare il campo. Ho quindi dovuto sopprimerli, ed impedire l' uscita del vapore dal tubo con una lenta e ben regolata aspirazione dall'interno.

Quando lo spessore del vapore di iodio attraversato dalla luce è di pochi millimetri, al crearsi del campo magnetico ap-

1) Adoperando strati non tanto sottili converrebbe d' altronde allontanare i poli dell' elettrocalamita, ciò che renderebbe meno intenso il campo magnetico.

parisce una bella luce azzurra. Esaminata collo spettroscopio essa dà uno spettro che si estende dalla regione della riga E sino quasi alla F [1]).

Come si vede anche nel caso dei vapori di bromo e di iodio, l'azione del campo magnetico si manifesta solo in una porzione limitata dello spettro.

Esperienze con altri vapori. — Non ho ottenuto finora nessun effetto col cloruro di nitrosile ($NO\,Cl$) e col cloruro di cromile ($Cr\,O_2\,Cl_2$). Invece ho osservato l'apparizione di luce per opera del campo magnetico, ponendo fra i poli i vapori di monobromuro di iodio (JBr), di monocloruro di iodio (JCl), o di tetrabromuro di selenio ($Se\,Br_4$). Col primo di questi corpi la luce prodotta dall'azione magnetica è azzurra, come quella che dà il iodio; col secondo è di un azzurro meno saturo, cioè più biancastro; col terzo infine è verde-azzurra, un pò meno verde però di quella che dànno il bromo e l'ipoazotide [2]).

S' intende che con ognuno di questi corpi, come pure col bromo, col iodio, la luce apparsa non si estingue girando l'analizzatore in un senso qualunque, ma è invece sostituita dalla luce trasmessa, ciò che permette di non confondere il nuovo fenomeno con quello di Faraday. È dunque lecito il supporre che con tutti questi corpi si potrà osservare lo sdoppiamento delle righe d'assorbimento, al che si richiederà però probabilmente un campo magnetico intensissimo.

Luce diretta trasversalmente alle linee di forza. — Nella prima Nota dimostrai che fenomeni simili a quelli, che si producono colla luce propagantesi parallelamente alle linee di forza, dovevano prodursi con luce trasversale, purchè questa venisse polarizzata ed analizzata circolarmente; ma la difficoltà di realizzare una estinzione abbastanza perfetta m'impedì ogni verifica sperimentale.

Recentemente il signor Cotton [3]) ha fatto una simile esperienza con luce trasversale polarizzata a 45° dalle linee di

1) Una esperienza di breve durata può farsi nello stesso modo che pel bromo e per l'ipoazotide, coll'avvertenza di riscaldare un po' il tubetto, dopo avervi introdotto un cristallo di iodio, tanto da svolgersi una piccola quantità di vapore.

2) Potrebbe darsi che l'effetto osservato con questi vapori provenisse in tutto o in parte da una loro parziale dissociazione.

3) Comp. rend. 5 Décembre 1898.

forza [1]). È evidente, in base ai ragionamenti svolti nella mia prima Nota, che anche in queste condizioni deve osservarsi l'apparizione di luce al crearsi del campo magnetico. Anzi il signor Cotton attribuisce una speciale importanza a questa disposizione, perchè con essa la rotazione delle vibrazioni non interviene a complicare il puro fenomeno Zeeman.

Però anche con questa disposizione al fenomeno Zeeman se ne sovrappone un altro, con esso strettamente connesso, quello cioè di una doppia rifrazione. Infatti il sig. Voigt [2]) ha dimostrato recentemente, che dalla sua teoria si deduce l'esistenza di questa doppia rifrazione, e l'ha anche constatata, insieme al prof. Wiechert, con apposite esperienze.

I fenomeni che si ottengono colla luce trasversale alle linee di forza non differiscono che per l'intensità, finchè si osservano direttamente coll'occhio o per mezzo d'uno spettroscopio a piccola dispersione, da quelli relativi alla luce propagantesi secondo l'asse dell'elettrocalamita. Il colore della luce, che il campo fa apparire, è lo stesso nei due casi, e lo spessore o la densità del gas esercita nei due casi la stessa influenza.

Aggiunta. — Una esperienza, fatta con due fiamme di sodio e descritta nella prima Nota, servì a dimostrare come l'azione del corpo posto nel campo magnetico, si manifesti veramente su quelle lunghezze d'onda, che sono vicinissime a quelle della luce assorbita nelle condizioni ordinarie. La stessa esperienza si può eseguire più comodamente coll'ipoazotide, operando come segue.

Oltre al tubetto contenente quel gas e posto fra i poli, se ne colloca un altro sul cammino della luce fra la sorgente luminosa e l'elettrocalamita. Se questo secondo tubo è assai più lungo di quello posto fra i poli, il fenomeno più non si pro-

1) È giusto di far rilevare che una simile esperienza era stata già prevista dal signor Corbino sino dallo scorso settembre. Infatti conversando meco delle mie esperienze, e della riproduzione fattane insieme al Prof. Macaluso, in seguito alla quale questi due fisici furono condotti ad osservare gl'interessanti fenomeni di cui ho parlato più sopra, ebbe occasione di farmi notare, come appunto con luce trasversale polarizzata a 45 gradi dovessero osservarsi fenomeni simili a quelli da me descritti. Questo caso speciale non era stato da me preso in considerazione.

2) L. c.

duce. Ciò accade se, per esempio, il tubo posto nel cam magnetico è lungo 2,7 c. e l'altro invece 40 c., oppure se primo è lungo 1,2 c. e l'altro 15,2 c.

Se mentre fra i poli trovasi il tubo di 2,7 c. si mette vanti alla sorgente un tubo di lunghezza assai minore di 40 per esempio lungo 15,2 c., si ottiene ancora una traccia solito fenomeno, e cioè l'apparizione di una debole luce giall rossa, allorchè si chiude la corrente magnetizzante.

La spiegazione di questi fenomeni è ovvia.

LIBRI NUOVI

CANALISATIONS ELECTRIQUES.

Lignes aériennes industrielles,

di R. V. PICOU.

(Un vol. di 172 pagine. Gauthier-Villars, Parigi).

È un libro eminentemente pratico ed utilissimo tanto agl ingegneri quanto ai montatori elettricisti. Infatti in esso tro vasi ogni elemento che guidi nella scelta del materiale da ado perarsi per la costruzione delle condutture aeree industriali e per il calcolo del diametro da assegnare al filo della con duttura, della resistenza di esso, della resistenza di isola mento, ecc. ecc.

Il libro è ripartito in tre parti, ciascuna delle quali è di visa a sua volta in diversi capitoli.

Nella 1ª parte viene spiegato quale deve essere il mate riale da adoperarsi nella costruzione della linea; quale cioè debbono essere la quantità e grossezza dei fili impiegati, gl isolatori con i supporti su cui questi sono fissati, i pali, l mensole, ecc.

La 2ª parte è specialmente dedicata alla montatura dell linea, al modo quindi di preparare e piantare i pali, alla ma niera di tendere i fili, di fare le legature e i raccordi e modo di proteggere e conservare la linea.

Nella 3ª ed ultima parte infine sono riportate le tavole che sono di aiuto ai vari calcoli, e il modo di effettuare questi in diversi casi.

Il tutto è esposto con ordine e chiarezza, in guisa da offrire una guida sicura e pratica, e una lettura gradevole.

R. FEDERICO.

DISTRIBUTION DE L' ELECTRICITÉ.
Usines centrales

di R. V. PICOU.

(Un vol. di 160 pagine. Gauthier-Villars, Parigi).

Ci sono molti libri i quali trattano dei vari sistemi di distribuzione dell' elettricità; ma questo del Picou è specialmente raccomandabile, perchè non si dilunga in calcoli estesi e teorie più o meno difficoltose. Esso invece mira più specialmente a mostrare i sistemi di distribuzione elettrica più in uso riescendo in pari tempo assai pratico ed utile e sopratutto chiaro e facile ad intendersi.

Il volume è diviso in due parti. La prima parte (quattro capitoli) tratta da principio della distribuzione in derivazione semplice, del modo di collocare, in questo caso, la sorgente elettrica, e del calcolo della rete e delle arterie di distribuzione. Estende poi le considerazioni precedenti alle distribuzioni miste (sistemi a 3 e a 5 fili) ed alla distribuzione per trasformatori.

Finalmente tratta della distribuzione per accumulatori, discutendo tutti i casi in cui essi possano rendersi utili sia da soli che collegati con le dinamo o coi trasformatori.

Nella seconda parte (due capitoli) tratta più specialmente delle distribuzioni urbane e degli ammaestramenti generali sulle officine centrali di distribuzione elettrica, riguardando, in questo secondo caso, la durata d' illuminazione, il massimo di consumo dell' energia, il consumo di carbone, olio ecc. nei differenti sistemi di istallazione, e le spese di esercizio.

R. FEDERICO.

RICETTARIO INDUSTRIALE,
dell' Ing. I. GHERSI.

Questo manuale edito colla solita eleganza e correttezza, viene ad arricchire la collezione dei Manuali Hoepli, colmando una lacuna che era vivamente sentita dalle industrie.

L'A. con metodo chiaro e facile espone tutti quei precetti utili in ogni ramo dell' industria che erano fino ad oggi mal noti e considerati come segreti. Conservando a questa raccolta un carattere essenzialmente pratico ha fatto che non solo riuscisse utile alle industrie grandi e piccole, ma anche alle famiglie. Sarebbe bene che ogni fabbrica, ogni officina e, possiamo dire, che ogni casa ne fossero provvisti. A provarlo crediamo che basti riportare il sommario del volume.

« Procedimenti utili nelle arti, industrie e mestieri. Caratteri, saggio e conservazione delle sostanze naturali e artificiali d' uso comune. Colori, vernici, mastici, colla, inchiostri, gomma elastica, materie tessili, carta, legno, fiammiferi, fuochi d' artificio, vetro. Metalli: bronzatura, nichelatura, argentatura, doratura, galvanoplastica, incisione, tempera, leghe. Filtrazione. Materiali impermeabili, incombustibili, artificiali. Cascami. Olii, saponi, profumeria, tintoria, smacchiatura, imbianchimento. Agricoltura. Elettricità ».

P. BACCEI.

RIVISTA

Comptes Rendus, T. CXXVII. Novemb. e Dicemb. 1898.

DUCRETET E. *Telegrafia hertziana senza fili fra la torre Eiffel ed il Panteon* (pp. 713-716). — L'A. è pervenuto, con apparecchi da lui costruiti, ad esperimentare alla distanza di 4 Km. essendo questa distanza occupata da un gran numero di edifizi assai elevati. Disponendo sulla terza piattaforma della torre Eiffel la stazione trasmettitrice i segnali ricevuti sul Panteon erano molto netti: non fu possibile di invertire la trasmissione perchè la vicinanza della gran torre metallica annullava l'effetto delle onde sul filo collettore pertinente all'apparecchio ricevitore.

WEYHER CH. *Esperienze che riproducono le proprietà delle calamite mediante delle combinazioni vorticose nell'aria o nell'acqua* (pp. 811-813). — Le sbarre che rappresentano le calamite sono delle righe di legno, sulle quali sono incollate, per tutta la loro lunghezza, delle palette di carta grossa. Se si fa rotare una di queste sbarre, essa costituisce una pompa centrifuga che aspira l'aria alle sue due estremità e la espelle nella sua parte centrale. La rotazione della sbarra genera dunque due moti vorticosi dell'aria, le cui vene rotano in uno stesso senso lungo la sbarra, ma possiedono un moto in senso opposto se si considerano secondo la direzione dell'asse; le vene d'aria formano una vite destrorsa per una metà della sbarra, e sinistrorsa per l'altra metà.

Si pongono le due sbarre in rotazione, sospendendole ciascuna ad una trasmissione verticale mediante un ginocchio di Cardano, ciò che permette loro di inclinarsi come due pendoli, mentre rotano sui loro assi. Quando i poli di nome contrario si trovano in presenza, cioè a dire quando le sbarre rotano in senso contrario, esse si attirano: si respingono invece se si fanno rotare in senso contrario, incrociando una delle cinghie di trasmissione del moto rotatorio.

L'A. ha riprodotto con questi modelli molti fenomeni presentati dalle calamite e fra gli altri, la produzione degli spettri magnetici dovuti ad una o più calamite, usando della segatura di legno, che veniva lasciata cadere da uno staccio sulle sbarre vorticose in rotazione.

BOUSSINESQ J. *Relazione che esiste nella bicicletta che si muove su un percorso orizzontale, fra il moto progressivo ed il moto d'inclinazione* (pp. 843-848).

LEDUC A. *L'equivalente meccanico della calorìa ed i calori specifici dei gas* (pp. 860-862). — L'A. si è proposto di ricercare qual'è la causa per cui la applicazione del metodo di Meyer per determinare l'equivalente meccanico del calore porta a valori ognora più grandi di quelli determinati direttamente. Perciò partendo dalla nota equazione [1]:

$$C - c = \frac{T}{E} \frac{\partial p}{\partial t} \frac{\partial v}{\partial t}$$

e dalla equazione delle isoterme sotto la forma data dall'A.:

$$M p v = R T \varphi$$

dove M rappresenta la massa molecolare del gas considerato, R

1) Cfr. Bertrand: Thermodinamique, § 75.

la nota costante assoluta dei gas e ϕ il volume molecolare definito in precedenza [1]), l'A. ha stabilito una formula per l'equivalente meccanico del calore nella quale figura il rapporto $\gamma = \frac{C'}{c}$ dei due calori specifici del gas, e delle funzioni delle sue temperatura e pressione critiche. L'applicazione di questa formula al caso dell'aria atmosferica ed a quello dell'anidride carbonica, dà per l'equivalente meccanico del calore, dei valori più piccoli e quindi più approssimati di quelli che si ottengono dalla formula di Meyer.

Boussinesq J. *Cenno sulla teoria della bicicletta: equilibrio del cavaliere* (pp. 895-899.

Becquerel H. *Sulla dispersione anomala ed il potere rotatorio magnetico di certi vapori incandescenti* (pp. 899-904). — In un lavoro precedente l'A. aveva spiegato il potere rotatorio magnetico straordinariamente grande, scoperto dai fisici Macaluso e Corbino nei vapori di sodio e di litio, per le radiazioni le cui lunghezze d'onda sono prossime a quelle delle bande di assorbimento, attribuendo tale potere rotatorio ad un fenomeno di dispersione anomala.

In questo lavoro l'A. basandosi sopra una esperienza di Kundt, ha mostrato l'esistenza di questa dispersione anomala e ha dato un metodo sperimentale per istudiarla.

Violle J. *Sulla velocità del suono nell'aria* (pp. 904-908). — L'A. replica al Leduc che non aveva riguardato come rigorosi i resultati ottenuti dall'A. insieme al Vautier nel 1885 per la velocità del suono nell'aria secca a 0°. Il Leduc diceva che quei resultati dovevano esser corretti col tener conto della compressibilità dell'aria dovuta alla presenza del vapor d'acqua e col correggere il valore di $\gamma = \frac{C'}{c}$ che assume per tale presenza un valore diverso. Ora l'A. mostra che eseguendo queste correzioni, il valore da lui trovato non dovrebbe essere aumentato che di una quantità molto piccola, ch'egli credette opportuno di trascurare, dovendo nelle condizioni delle sue esperienze trascurare l'effetto delle pareti.

Hansky. *Sulla determinazione della gravità sulla cima del Monte Bianco, a Chamounix e a Meudon* (pp. 942-944). — L'A. ha sperimentato coll'apparecchio di Sternek ed ha stabilito come medie di varie determinazioni i valori seguenti:

Sulla cima del Monte Bianco: $g = 9^m,79472$
a Chamounix $g = 9^m,80394$
a Meudon $g = 9^m,80990$.

1) Nuovo Cimento, (4), t. VIII, p. 126.

Macaluso D. e Corbino O. M. *Sopra una nuova azione subita dalla luce che attraversa certi vapori metallici in un campo magnetico* (pp. 951-953). — Gli A. notano che varî dettagli segnalati dal Becquerel, relativi al notevole fenomeno scoperto dagli A., erano già stati osservati da loro, e registrati nella nota da loro comunicata all'Accademia dei Lincei. In seguito muovono alcune obbiezioni all'interpretazione data dal Becquerel per il fenomeno stesso.

Cotton A. *Assorbimento in un campo magnetico* (pp. 953-955). — L'A. faceva attraversare da un fascio di luce bianca gli apparecchi seguenti: 1° un nicol la cui sezione principale è a 45° dell'orizzontale; 2° un'elettro-calamita che dà un campo di alcune migliaia di unità, le cui linee di forza sono orizzontali ed esattamente perpendicolari al fascio; un secondo nicol posto all'incirca all'estinzione col primo. Ponendo fra le due estremità polari una fiamma gialla colorata con un sale di sodio e lanciando la corrente, l'estinzione è distrutta, una parte del fascio primitivo ora attraversa il secondo nicol, e si vede apparire la sorgente luminosa, colorata in giallo. Rotando il primo nicol di 45° per modo da rendere verticale od orizzontale la sua sezione principale non si osserva più lo stesso fenomeno: una volta stabilita l'estinzione essa persiste anche quando si fa agire il campo.

Questa esperienza dell' A. non è come dice egli stesso, che una modificazione di un' altra del prof. Righi [1]) il quale aveva esperimentato soltanto nella direzione delle linee di forza. In questo caso al fenomeno di Zeeman, che consiste in una modificazione delle linee propriamente dette, si aggiunge il fenomeno di Faraday della polarizzazione rotatoria magnetica. Questa polarizzazione rotatoria è particolarmente intensa in vicinanza delle linee spettrali, come lo dimostrano l' esperienze di Macaluso e Corbino. Essa interviene altresì per distruggere l'estinzione primitiva. Sperimentando invece come ha fatto l'A., perpendicolarmente alle linee di forza del campo magnetico, si tolgono gli effetti di quella polarizzazione e si osserva ciò che è dovuto unicamente all'effetto Zeeman.

Turpain A. *Studio comparativo del campo hertziano nell'aria e nell' acqua* (pp. 955-957). — L' A. ha usato lo stesso procedimento da lui già praticato [2]) per uno studio analogo relativo all'olio, ed ha trovato che mentre le lunghezze d'onda delle oscillazioni elettriche che eccitano un risonatore dato posto nella po-

1) Atti della R. Accad. dei Lincei, t. VII, fasc. 2. N. Cimento (4), t. VIII, pag. 102.
2) Nuovo Cimento, (4), t. VIII, pag. 127 e 426.

sizione prima, sono le stesse nell'aria e in un dielettrico, invece per le oscillazioni che eccitano il risonatore nella posizione seconda il rapporto della lunghezza d'onda nell'aria alla lunghezza d'onda in un dielettrico è uguale la radice quadrata della costante dielettrica del dielettrico stesso.

BLONDEL A. *L'isteresimetro Blondel-Charpentier e la sua applicazione alla misura statica dell'isteresi* (pp. 957-960).

BOLTZMANN L. *Sul rapporto dei due calori specifici dei gas* (pp. 1009-1014). — L'A. ricorda i valori teorici stabiliti dal Clausius, dall'A. stesso e dal Maxwell per il rapporto γ dei due calori specifici dei gas. Ricorda altresì ch'egli rettificò due errori nella 2ª memoria di Maxwell, e stabilì per il primo che se si tratta di un *gas perfetto* γ non può avere il valore trovato da Clausius di $1\frac{2}{3}$ che nel solo caso che le molecole si comportino come semplici punti materiali o come sfere perfette; se le molecole si comportano come corpi rigidi elastici, non aventi la forma di corpi di rivoluzione allora $\gamma = 1{,}4$.

Ora l'A. confuta alcune asserzioni del Leduc che gli ha attribuito di ammettere per i gas triatomici il valore $\gamma = 1\frac{1}{3}$ e mettendo a fronte lo stato attuale della teoria cinetica dei gas colle ricerche di Kundt e Warburg e del Ramsay, l'A. giunge alle conclusioni seguenti:

1. La molecola di un gas perfetto pel quale si ha $\gamma = \frac{1}{3}$ deve comportarsi rispetto agli urti molecolari come una sfera rigida, ciò che probabilmente non è possibile che per i gas monoatomici.

2. La molecola di un gas perfetto per il quale si ha $\gamma = 1{,}4$ in un esteso intervallo di temperatura, si comporta come due sfere rigidamente collegate fra loro, ciò che probabilmente non avviene che per i gas diatomici.

3. Ogni molecola (od anche ogni atomo) è atta a vibrare in parti interne o elettriche. In conseguenza γ diminuisce e diviene variabile anche per dei gas perfetti a alte temperature. Per i gas triatomici, ciò avviene già alle temperature ordinarie.

4. Per un gas imperfetto, che segue la legge di Van der Waals γ è sempre più piccola che per un gas perfetto, la cui molecola è della stessa costituzione ed ha le stesse qualità interne. Ma la legge di Van der Waals non essendo che una prima approssimazione, non si può sapere se questo teorema è vero in generale, o la teoria dei gas imperfetti è ancora affatto incerta.

TOMMASINA T. *Sopra un curioso fenomeno di adesione delle limature metalliche sotto l'azione della corrente elettrica* (pp. 1014-1016). — L'A. aveva costruito nel modo seguente un *coherer elementare:* un pendolino era sospeso ad un sostegno mediante un filo metallico molto fine congiunto ad uno dei poli di una sorgente di elettricità; la palla del pendolino, di ottone nickelato, era di 1 cm. di diametro e sotto di essa ad una distanza di pochi mm. v'era un disco di rame di 4 cm. di diametro saldato ad un'asticella elastica di rame, fissata ad un sostegno mobile e congiunta all'altro polo. L'A. avendo disposto il disco orizzontalmente ed il pendolino perpendicolarmente al centro di quello, su quello deponeva una presa di limatura di nickel e faceva discendere il pendolino finchè giungesse a sfiorare la limatura.

Il coherer così formato era in circuito con un accumulatore, una resistenza, un commutatore ed un relais molto sensibile: quest'ultimo agiva per aprire e chiudere un altro circuito contenente un'altra cassetta di resistenza, due accumulatori ed una lampadina ad incandescenza, molto piccola. Ad ogni scintilla dell'oscillatore, posto all'altra estremità della stanza la lampadina si illuminava, e si spengeva al minimo spostamento del pendolino.

Ora l'A. ha osservato che abbassando il disco sussisteva fra la pallina e la limatura un sottile filo brillante che osservato con una lente, appariva costituito da una successione di granuli di limatura aderenti fra loro senza rigidità, come una catenella mobile e flessibile per la quale la corrente seguitava a passare. Questa catenella poteva al massimo raggiungere la lunghezza di 2 cm. L'A. ha poi trovato che i varî metalli e leghe metalliche possiedono in diversa misura questa proprietà adesiva e ne ha stabilito una graduatoria suddividendo questi corpi in quattro gruppi.

BLONDEL A. *Sull'arco a correnti alternative* (pp. 1016-1021).

LEDUC A. *Sulla velocità del suono nell'aria secca a 0°* (pp. 1201-1203. — L' A. afferma che la correzione da aggiungersi al valore stabilito dal Violle è almeno di $0^m,2$ ed espone varie ragioni teoretiche per le quali i dati calcolati da quello scienziato non sarebbero attendibili.

CHASSY A. *Influenza della pressione sulla capacità iniziale di polarizzazione* (pp. 1203-1205). — L'A. ha trovato che sottoponendo un accumulatore ad elettrodi di spugna di platino, oppure un voltametro, situati dentro un cilindro di acciaio pieno d' olio, ad una pressione sino a 2000 atmosfere, la sua capacità iniziale di polarizzazione non varia.

Branly E. *Radioconduttori a limature d' oro e di platino* (pp. 1206-1207). — L'A. afferma, al contrario di quanto fu asserito dal Lodge, che le polveri di oro o di platino possono servire benissimo per la costruzione dei coherer: anzi secondo l'A. le leghe d'oro sono tanto vantaggiose a tale scopo, quanto le sostanze le più sensibili e l'oro vergine è ancora più sensibile dell'argento.

Turpain A. *Sopra una soluzione del problema della comunicazione multipla nella telegrafia mediante l' uso delle oscillazioni elettriche* (pp. 1208-1210). — È una notevole applicazione delle oscillazioni hertziane mediante l' uso del risonatore aperto ideato già dall' A. Però questo lavoro non si può riassumere, e neppure riferirne in esteso la parte principale, senza riportarne i disegni.

Deslandres H. *Osservazioni sui raggi catodici semplici* (pp. 1210-1215). — Replica l' A. alle osservazioni mosseglі dal Goldstein [1]) insistendo sulla suddivisione di un raggio catodico ordinario in raggi catodici semplici e nell' analogia di quest'ultimi colle oscillazioni elettriche semplici.

E. Castelli.

Philosophical Magazine. Vol. 46. Dicembre 1898. e Vol. 47. Gennaio 1899.

Mac Gregor J. G. e Archibald E. H. *Sul metodo della conduttività nello studio delle soluzioni acquose moderatamente diluite dei sali doppi* (pp. 509-519). — Per riconoscere se un sale doppio esiste come tale in una soluzione, si può confrontare la conduttività della soluzione con quella che dovrebbe avere se i sali costituenti esistessero in essa completamente non combinati; ma si presenta sempre la difficoltà di sapere quale dovrebbe essere, in tali ipotesi, quella conduttività.

Dopo avere esposto assai estesamente la storia della questione, gli A. sottopongono al calcolo i resultati delle misure di resistenza eseguite dall'Archibald sopra le soluzioni di solfato doppio di potassio e di rame (*Trans. N. S. Inst. Sc.* IX p. 307, 1897-98) e giungono alle conclusioni seguenti:

In tutti i casi studiati la conduttività delle soluzioni contenenti due elettroliti con un ione comune è calcolabile per mezzo della teoria della dissociazione fino a concentrazioni di circa 1 grammo-equivalente per litro. La conduttività delle soluzioni del

1) Nuovo Cimento, (4), t. VIII, pag. 326.

solfato doppio di rame e potassio è calcolabile in simil modo solamente fino a concentrazioni di 0,1; e alla concentrazione 1 ha un valore notevolmente più piccolo di quello calcolato nell'ipotesi che non sieno presenti molecole doppie. Le soluzioni del sale doppio hanno alla concentrazione 1 una conduttività più piccola dei miscugli equivalenti. La conduttività dei miscugli di soluzioni semplici equimolecolari dei solfati di zinco e di rame, e dei solfati di potassio e di sodio, sono calcolabili entro i limiti degli errori d'osservazione fino alla concentrazione 1; perciò la non calcolabilità nel caso delle soluzioni dei sali doppi non è probabilmente dovuta a dati difettosi. Le differenze fra i valori osservati e calcolati della conduttività delle soluzioni dei sali doppi e dei miscugli equivalenti, e fra i valori osservati in queste due serie di soluzioni, si possono spiegare con la presenza di molecole doppie nelle une e nelle altre, e con la presenza in minor numero nelle soluzioni dei sali doppi che nei miscugli equivalenti.

Coker E. G. *Strumenti per misurare piccole deformazioni di sbarre sottoposte a torsione* (pp. 520-528). — Non è possibile descrivere questi strumenti senza i disegni che li rappresentano.

Thomson J. J. *Sulla carica elettrica trasportata dagli ioni prodotti dai raggi Röntgen* (pp. 528-545). — Se si conosce l'intensità della corrente che attraversa un gas esposto ai raggi X e prodotta da una f. e. m. nota, si ha il valore nev, ove n è il numero di ioni per unità di volume del gas, e la carica trasportata da un ione, e v la velocità media degli ioni positivi e negativi per quella f. e. m.. I valori di v si hanno dalle esperienze di Rutherford (*N. Cimento* (4) 8 pag. 77); se quindi si può trovare n si avrà anche il valore di e.

L'A. descrive le esperienze eseguite per trovare n, che furon fatte basandosi sulla scoperta del Wilson (*Phil. Trans.* 1897, pag. 265) che i raggi Röntgen provocano una condensazione del vapor acqueo nell'aria priva di polvere, che si rarefà debolmente. Se si può ritenere che ogni ione funzioni da nucleo per le goccioline d'acqua, misurando la dimensione delle goccie e la massa dell'acqua deposta si può trovare n.

Essendosi mostrato insufficiente un metodo ottico basato sulla grandezza degli anelli di diffrazione, per misurare la grandezza delle goccie l'A. osservò la velocità v con la quale la nube di nebbia formatasi si abbassava, e calcolò il raggio a delle goccie con la formula

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2}{\mu}$$

essendo g l' accelerazione della gravità e μ il coefficiente di viscosità del gas entro il quale la nube si muoveva.

Per ottenere valori attendibili, bisognava poi esser sicuri che gli ioni prodotti dai raggi X agivano da nuclei per la nebbia, e ciò fu provato osservando che sotto l' azione di un forte campo elettrostatico tali ioni sono cacciati dal gas e quindi una rarefazione successiva non dà più nebbia, o la dà molto debole. Di più occorreva sapere se nella prima nebbia che si forma vengono impiegati tutti gli ioni presenti, tanto più che nei gas esposti ai raggi X la nebbia si forma solamente se la rarefazione che si fa subire al gas è tale che il rapporto fra il volume finale e quello iniziale del gas sia compreso fra 1,25 e 1,40. Per ovviare a questa difficoltà l' A. indeboliva i raggi X fino a che una seconda rarefazione non dasse più luogo ad alcuna nebbia apprezzabile.

Dalle esperienze e dalle misure eseguite l' A. deduce che il raggio delle goccioline d'acqua nella nebbia è $3,39 \times 10^{-4}$ cm., e che in un cm^3 di gas, prima che avvenga l' espansione, si ha $n = 4 \times 10^4$; e tenendo conto di questo resultato e delle misure della corrente, egli trova che fatte diverse correzioni, per l' aria si ha

$$e = 6,5 \times 10^{-10}$$

e per l' idrogeno

$$e = 6,7 \times 10^{-10}$$

unità elettrostatiche.

ORR W. Mc. F. *Sulla precessione forzata e sulla nutazione di un involucro ellissoidico contenente un liquido* (pp. 545-553). – È uno studio analitico di un problema già discusso da lord Kelvin, di cui non è possibile fare un breve riassunto.

WALKER J. *Sull' orientazione della fenditura negli esperimenti d' interferenza* (pp. 553-557). — Riferendosi ad un suo precedente lavoro (*N. Cim.* (4) vol. 9, p. 238) ed alle osservazioni del Fabry, l' A. studia l' effetto che l' orientazione della fenditura produce sulla visibilità delle frange d' interferenza.

VINCENT J. H. *Sulla costruzione di un modello meccanico per illustrare la teoria di Helmholtz della dispersione* (pp. 557-563). – Un modello meccanico per la dispersione fu descritto da J. J. Thomson, il quale usava una lunga corda tesa orizzontalmente, cui erano appesi molti fili portanti una massa pesante per ciascuno. L' A. sostituisce a questo un altro modello, formato da una

molla a spirale, tesa orizzontalmente, e che a distanze uguali è caricata di sfere pesanti, fissate entro le spire della molla. Ogni sfera ha due ganci: al gancio inferiore è attaccato con un filo un piccolo peso, a quello superiore è attaccato un altro filo, fissato a un sostegno orizzontale sovrastante. Le sfere pesano 13,8 gr. ciascuna, e son separate l'una dall'altra da 5 spire della spirale, che è lunga circa 2 metri e ha il diametro di 0,75 cm.; i fili che servono a sostenere la spirale son lunghi 271 cm., gli altri son lunghi cm. 56,5 e i pesi che vi sono attaccati sono di circa 26 gr.

Il movimento avviene in un piano orizzontale trasversalmente alla lunghezza del modello, il quale senza i pesi attaccati ai fili può servire per illustrare i fenomeni luminosi e sonori: il moto in questo caso può essere longitudinale o trasversale ed è così lento da potersi seguire con l'occhio. Il moto del modello è ottenuto con un pendolo, ma meglio ancora con un metronomo.

Dando al modello degli impulsi frequenti e irregolari, esso può servire ad illustrare l'ipotesi di Stokes e di J. J. Thomson che i raggi X siano dovuti a impulsi subitanei, ma non periodici. In tal caso i pesi attaccati ai fili restano immobili, ciò che può illustrare il passaggio dei raggi X attraverso mezzi che sono dispersivi per le vibrazioni luminose.

PIDGEON W. R. *Macchina ad influenza* (pp. 564-567). — L'A. ha ottenuto un vantaggio notevole nel funzionamento delle macchine Whimshurst, ponendo delle piccole pastiglie di legno coperto di stagnola sui settori metallici dei due dischi e poi coprendo tutto con un miscuglio a parti uguali di paraffina e rosina, lasciando scoperte soltanto le sommità delle pastiglie, che strofinano contro i soliti spazzolini metallici. Ognuno di questi spazzolini attraversa e sostiene un induttore fisso isolato, formato da una lamina di stagnola portata da una lastra di ebanite e coperta dalla cera formata col miscuglio anzi detto. Al di sopra di questa cera, tanto sui dischi che sull'induttore, si passa più volte una soluzione di ceralacca filtrata, per renderne la superficie più dura. Ogni induttore è caricato mediante un punto metallico ad esso riunito, che passa sotto due spazzole collettrici disposte alle estremità di un diametro. I settori portati dai dischi mobili son messi in comunicazione col suolo mediante gli spazzolini, quando passano fra un induttore e il settore corrispondente dell'altro disco, che portano ambedue una carica del medesimo segno, e perciò quando la loro capacità è massima.

Con questa macchina la lunghezza della scintilla non è maggiore di quella che si ha colle ordinarie Whimshurst di uguali

dimensioni, ma si ha una quantità maggiore di elettricità; e con due dischi del diametro di 19 pollici, si può eccitare un tubo Röntgen in modo da dar le ombre delle ossa di una mano.

Lord Rayleigh. *Sui sistemi isoperiodici* (pp. 567-569). — Un sistema con *m* gradi di libertà che vibra attorno ad una configurazione di equilibrio ha in generale *m* periodi distinti di vibrazione, ma in casi particolari due o più di quei periodi possono essere uguali. Il pendolo sferico semplice è un esempio di due gradi di libertà con due periodi uguali. L'A. ricerca in questa Nota le proprietà dei sistemi oscillanti, tali che abbiamo tutti i periodi uguali.

Quincke G. *Sulla suscettibilità delle sostanze diamagnetiche e debolmente magnetiche* (p. 573). — A proposito della Nota di A. P. Wills (*N. Cim.* (4), 8, p. 238), l'A. fa osservare che lo stesso metodo fu da esso descritto nel 1889, ed usato continuamente nel suo laboratorio.

Vol. 47. Gennaio 1899.

Campbell A. *I flussi magnetici nei galvanometri e in altri apparecchi elettrici* (pp. 1-18). — Riportiamo da questa Nota interessante, nella quale sono indicati anche i metodi tenuti per determinarli, i valori che ha la densità del flusso magnetico, o il numero B dei tubi di induzione per cm^2, negli strumenti che servono per le più comuni misure elettriche.

	Resistenza ohms	Intensità o f. e. m. massima	$\bar{B}$ (medio)
1. Elettrodinamometro Siemens . . .	0,58	4 amp.	80
" "	0,0156	20 "	18
2. Amperometro-bilancia Kelvin . . .	0,58	10 "	65
3. Wattmetro bifilare a specchio (secondo Fleming)	0,0078	50 "	55
4. Galvanometro Ayrton e Mather, tipo d'Arsonval	324	—	450
5. Voltmetro Weston	7,4	0,2 volta	870
6. Voltmetro Davies (Muhirhead) . .	481	3 "	400
7. Ammetro Evershed	0,00043	100 amp.	700
8. Voltmetro amplificatore a molla Ayrton e Perry.	30	18 volta	14200
9. Ammetro registratore Richard . .	7×10^{-5}	500 amp.	580
10. Voltmetro Dolivo.	56	15 volta	75
11. Voltmetro Nalder	586	40 "	70
12. Galvanometro delle tangenti, qualunque	—	deviaz. = 45°	0,26
13. Galvanometro astatico a specchio Kelvin	13000	—	0,008
14. Ohmmetro Evershed, vecchio tipo .	—	(100 volta)	circa 0,2
15. " " nuovo tipo .	—	(200 volta)	circa 10
16. Misuratore della frequenza di Campbell	(500)	(0,2 amp.)	280
17. Telefono Bell a due poli	126	—	3000
18. Campione d'induzione variabile di Ayrton e Perry	10,6	(1 amp.)	20
19. Rocchetto campione per l'induzione (L = 0,2 henry)	10	(1 amp.)	46

Rosa E. B. e Smith A. W. *Metodo di risonanza per la misura dell' energia dissipata nei condensatori* (pp. 19-40). — Le determinazioni finora eseguite della energia perduta nei condensatori son poche e son solamente indirette e grandemente discordanti. Gli A. hanno eseguito delle misure assolute, determinando i watts dissipati in alcuni condensatori commerciali ed in uno di loro costruzione, con un metodo che chiamano di risonanza, perchè consiste nel porre in serie col condensatore un rocchetto senza ferro, la cui autoinduzione L sia tale che si abbia $t = 2\pi\sqrt{LC}$,

e in questo caso, com' è noto, il rocchetto rinforza soltanto la frequenza fondamentale t della corrente alternativa, ed estingue tutte le armoniche superiori. Questo metodo ha poi il vantaggio di innalzare molto il voltaggio ai serrafili del condensatore, senza dover ricorrere a dei trasformatori; e quindi il wattmetro può essere inserito nel circuito a piccolo voltaggio, per misurare l' energia totale spesa nel rocchetto e nel condensatore. Sottraendo da tale energia quella $I^2 r$ spesa nel rocchetto, il resto rappresenta l' energia dissipata nel condensatore.

Le misure eseguite su un condensatore di 0,8 microfarad, a carta paraffinata, costruito dagli A., mostrarono che la perdita di energia è del 3,39 per $^0|_0$; e per un voltaggio da 400 a 2250 l'energia dissipata è sensibilmente proporzionale al quadrato della f. e. m. In diversi condensatori commerciali, il cui dielettrico è un miscuglio di cera gialla e rosina, l' energia dissipata varia dal 6 al 9,5 $^0|_0$; in uno peraltro raggiunse il 72 $^0|_0$. In questo, la perdita cresceva fino ad un massimo al crescere della temperatura, e poi diminuì quando la mescolanza di cera e rosina si rammolliva.

I resultati anormali presentati da questo condensatore furono confermati anche da misure calorimetriche, che saranno esposte dagli A. in una Nota successiva.

Cook E. H. *Esperienze con la scarica silenziosa* (pp. 40-57). — È uno studio sulle diverse azioni che si hanno nella scarica di una macchina elettrica o di un rocchetto alla pressione atmosferica. Le azioni meccaniche che si manifestano col vento elettrico sono esercitate più intensamente da una punta positiva, che da una punta negativa; ma poca differenza si presenta fra le due punte per l' azione che hanno di caricare un elettroscopio o una bottiglia di Leyda posti a una certa distanza. Per l' azione chimica, studiata con la quantità di iodio messa in libertà da una soluzione di ioduro di potassio, la punta positiva è molto più efficace di quella negativa per le scariche del rocchetto; l' opposto avviene per le scariche delle macchine. La scarica silenziosa non trasporta nessuna particella metallica dagli elettrodi; almeno ciò è stato dimostrato in tutti i casi studiati dall'A., che arrivò fino a potenziali di 50000 volta.

La scarica ha poi un' azione assai intensa sulle lastre fotografiche, e si può con essa ottenere la riproduzione di stampe, disegni ecc. posti fra la lastra e la punta. Anche a traverso più strati di carta si ha la riproduzione di una stampa; e la riproduzione è tanto più netta quanto più il disegno è vicino alla pellicola fotografica.

Si ha anche l'ombra di una mano, ma quella delle ossa non è stata ottenuta. L'azione della scarica è anche riflessa da uno specchio, di vetro o di metallo che sia; e tutte le esperienze eseguite a questo proposito portano l'A. a concludere che l'azione fotografica sembra dovuta alla luce che accompagna la scarica. Diversi dei resultati ottenuti con la scarica furono ottenuti infatti anche con la luce ordinaria e con alcune luci artificiali.

Dr. van RIJCKEVORSEL. *Sull' analogia di alcune irregolarità nella distribuzione annua dei fenomeni magnetici e meteorologici* (pp. 57-65). — Tracciando le curve della temperatura, della pressione, dell'intensità orizzontale e verticale del magnetismo terrestre e della declinazione magnetica per i diversi mesi di un anno, e per diversi luoghi, anche distanti, l'A. ha osservato che ogni massimo e ogni minimo di una delle curve si ripete con regolarità notevole in tutte le altre. Alcune eccezioni che si presentano possono spiegarsi con influenze locali, che abbiano agito per es. sulla temperatura e sulla pressione, e non sul magnetismo. Dall' andamento generale di tali curve l'A. deduce che quei diversi fenomeni debbono esser fra loro talmente connessi, che se in un dato giorno dell' anno si presenta un massimo per es. nell' intensità verticale o nella temperatura, si deve presentare un massimo anche nella pressione, nella declinazione magnetica ecc. L'A. discute le anomalie che pur si presentano in tali curve, cerca di spiegarle, e mostra l' importanza che questo metodo di rappresentazione può avere nella meteorologia.

Lord KELVIN. *L' età della terra come corpo adatto alla vita* (pp. 66-90). — Dopo aver esposto le diverse opinioni che i geologi hanno avuto rispetto all' età della terra, l'A. rammenta che dall'osservazione del Kant relativa al ritardo che subisce la rotazione terrestre per il moto delle maree, ritardo che si valuta a 22 secondi per secolo, resulterebbe che 7200 milioni d' anni fa la velocità della rotazione terrestre sarebbe stata doppia di quella attuale. Se ciò fosse accaduto quando la terra si consolidava in una forma di equilibrio, e se la porzione solidificata, rimasta assolutamente rigida, avesse ritardato lentamente il suo moto, nel corso di milioni di anni, fino alla velocità attuale, l' acqua si sarebbe raccolta in due oceani circolari attorno ai due poli, e l' equatore si eleverebbe di 64 chilometri sul livello dei mari polari. Anche tenendo conto della fluidità relativa che potesse aver mantenuto il nucleo nel corso della sua solidificazione, si può ritenere adunque che molto probabilmente 1000 milioni di anni fa la terra non era ancora solidificata.

Ma una ragione più forte per abbattere i sistemi biologici e geologici che richiedono un tempo incommensurabile, o anche di poche migliaia di milioni di anni per la storia della vita sulla terra, e l'uniformità dell'azione plutonica durante quel tempo, l'A. la trova nella velocità con la quale si deve esser raffreddata la crosta terrestre. Tenendo conto infatti dai resultati che il Barus ed altri ottennero sulla temperatura di fusione delle roccie granitiche e basaltiche e sulla loro conduttività termica a temperature e pressioni elevate, egli trova che non sono probabilmente passati più di 24 milioni di anni dall'epoca in cui la terra cominciò a solidificarsi.

In una sua Memoria sul raffreddamento secolare della terra (*Math. a. Phys. Pap.* vol. III) l'A. addusse già le ragioni che portano a ritenere che immediatamente prima della solidificazione alla superficie la parte interna doveva esser solida, ad eccezione di piccole porzioni di lava o di altre roccie fuse, situate fra le masse solide delle roccie formatesi per la caduta, in fondo al liquido, delle porzioni più dense. Ammettendo che il nucleo solido fosse coperto di uno strato di lava fusa, dello spessore di 40 chilometri, l'A. espone finalmente il modo col quale si può intendere che si siano formate le montagne e le altre disuguaglianze della superficie, a motivo della eterogeneità della composizione nelle diverse parti della massa fusa, che determinava solidificazioni parziali capaci di originare, per la corrispondente contrazione, dei dislivelli di qualche chilòmetro.

Quanto all'origine della vita, l'A. fa osservare che dai graniti e dai basalti non si poteva sprigionare, quando erano ancor fusi, altro che azoto, anidride carbonica e vapor d'acqua, e che quindi nell'atmosfera primitiva molto probabilmente non era presente l'ossigeno. Peraltro, pochi anni dopo la solidificazione superficiale, nelle acque ancor calde che si raccoglievano nelle depressioni della crosta, potevano benissimo vivere delle piante, ad es. delle conferve, le quali sotto l'azione della luce solare decomponevano l'anidride carbonica e lasciavan libero l'ossigeno, che doveva lentamente accumularsi nell'atmosfera per renderla atta alla vita animale. Non è tuttavia molto probabile che questa fosse la sola sorgente dell'ossigeno per l'atmosfera, la quale poteva benissimo contenerne anche fin dal principio. Ad ogni modo, poche centinaia d'anni dopo che la superficie cominciò a solidificarsi, la terra poteva essere adatta alla vita animale e vegetale.

Ma se è possibile rendersi ragione del modo col quale la terra divenne adatta alla vita, l'A. fa osservare che la matema-

tica e la dinamica sono insufficienti a render conto dell' origine della vita. Questa non ebbe certamente origine nè per azioni chimiche, nè elettriche, nè per aggruppamento cristallino di molecole sotto l' azione di una forza, nè per alcuna maniera possibile di concorso fortuito di atomi. Dobbiamo quindi arrestarci di fronte al mistero e al miracolo della creazione degli esseri viventi.

Chapman D. L. *Velocità dell' esplosione nei gas* (pp. 90-104). — Partendo dai dati contenuti in una Memoria del Dixon (*Backerian Lect.* 1893) l'A. stabilisce le formule per la velocità massima dell' esplosione nei gas e pel massimo della pressione nell' onda esplosiva.

Barus C. *La fusione acquea del vetro, e la sua relazione con la pressione e con la temperatura* (pp. 104-109). — Scaldando a 185° dell' acqua in un tubo capillare di vetro, sotto una pressione di circa 300 atm. si osserva che al cessare della compressione la colonna liquida non riprende subito il volume iniziale; quindi il liquido si è come solidificato, e che il vetro si è combinato con l' acqua. Inoltre fu osservato che, contrariamente a quanto accade in ogni altro caso, per la soluzione del vetro nell' acqua è aumentata la compressibilità del solvente.

Queste osservazioni possono avere notevole importanza per le azioni che l' acqua ad alte temperature esercita sulle rocce terrestri profonde.

Rutherford E. *Radiazioni dell' uranio e conduttività elettrica da esse provocata* (pp. 109-163). — È l' esposizione di una lunga serie di esperienze fatte sulle radiazioni dell' uranio e dei suoi sali. L'A. non ha potuto ottenere la prova della polarizzazione di tali radiazioni, che fu osservata dal Becquerel; ha riconosciuto però che esse attraversano più facilmente uno strato di polvere di vetro che il vetro compatto; e ciò, come fece anche osservare Becquerel, non si potrebbe conciliare con la refrazione.

Le radiazioni emesse dall' uranio e dai suoi sali sono poi complesse: alcune, dette dall'A. radiazioni α, sono facilmente assorbite; altre che son dette radiazioni β, hanno maggior potere penetrante.

Lo studio fatto dall'A. si riferisce poi all' assorbimento di quelle radiazioni nei gas, e al modo con cui varia con la pressione, alla proprietà scaricatrice, alla conduttività che conferiscono all' aria, al loro potere ionizzante, alla velocità di ricombinazione degli ioni, al potere scaricatore delle reti, ecc.

Uno dei risultati più importanti è questo: che in tutti i gas quando è assorbita la stessa quantità di radiazioni emesse dal-

l' uranio, si ha la stessa ionizzazione: cioè qualunque sia il cesso della ionizzazione, questa assorbe energia, e l' energia chiesta per produrre la separazione della stessa quantità di tricità (che è trasportata dagli ioni del gas) è approssimativam la stessa per tutti i gas cimentati, che furono aria, CO_2, H HCl, NH_3 e gas illuminante. Fu trovato inoltre che la velo degli ioni prodotti dalle radiazioni Becquerel è la stessa di qu dovuti ai raggi Röntgen; essa è alquanto maggiore per gli negativi che pei positivi.

La causa e l' origine di quelle radiazioni è però poco co sciuta. Probabilmente l' energia spesa nel produrla è talme piccola, che esse possou durare per moltissimo tempo.

A. Stefanini.

SULL' ILLUMINAZIONE DEI LIQUIDI.

Nota di A. BATTELLI *e* M. PANDOLFI.

1. Fin dall' anno scorso avevamo osservato che l' acqua disaerata ottenuta per doppia distillazione dall' acqua di cristallizzazione del carbonato di sodio [1]), non s' illuminava se veniva attraversata da un raggio di luce.

Ci è sembrato che il fenomeno presentasse molto interesse, perchè è questione ancora irresoluta — nè si hanno dati sperimentali per scioglierla del tutto, — se l' illuminazione dei liquidi per effetto di un intenso raggio di luce sia la manifestazione d' una proprietà particolare della materia trasparente, o sia invece dovuta semplicemente alla presenza di corpuscoli estranei di refrangibilità differente da quella del liquido.

2. Nel modo in cui abbiamo disposto l' esperienza, è facilissimo ripeterla non soltanto per l' acqua, ma, come diremo fra poco, anche per altri liquidi.

La fig. 1 rappresenta l' apparecchio, che già fu descritto dettagliatamente nella memoria dianzi citata.

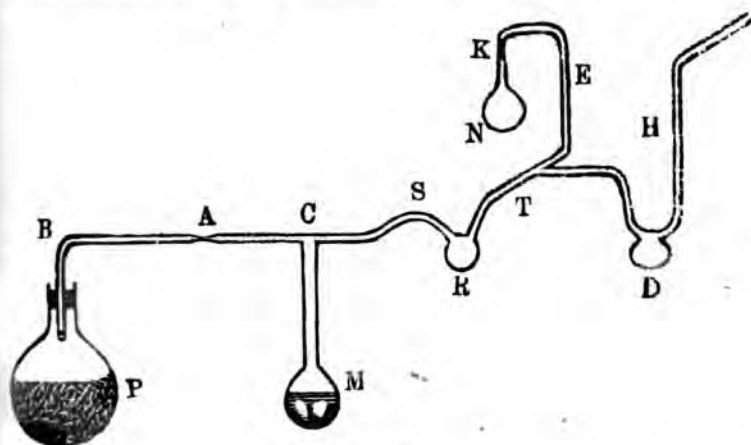



Fig. 1.

1) A. Battelli e A. Stefanini, Nuovo Cimento, ser. 4, vol. 9. p. 5, 1899.

P è il pallone in cui viene posto il carbonato di sodio; M è un secondo pallone in cui si raccoglie l'acqua della prima distillazione; N è il pallone sperimentale, dove vien condotta l'acqua definitivamente purificata e disaerata.

I tubi di congiunzione sono molto lunghi: BC è di m. 2,80, T è di m. 1,60.

La congiunzione del tubo H alla pompa aspirante a mercurio è fatta a fuoco e con l'interposizione di tubi filtranti.

Tutto l'apparecchio, dopo le consuete lavature, deve esser tenuto per molto tempo pieno di acqua caldissima (noi, per es. continuammo siffatto trattamento per circa tre mesi, ricambiando l'acqua ogni due o tre giorni).

Avvertiamo da ultimo che per le presenti esperienze è bene che le distillazioni siano fatte sempre con estrema lentezza (noi, per es., mantenevamo i due palloni rispettivamente a circa 25°, e a 0° C).

Riempito così dopo la seconda distillazione il pallone N, se si manda su di esso un raggio di luce solare o un raggio di un riflettore elettrico, l'acqua osservata nell'oscurità rimane assolutamente senza illuminazione: si scorgono soltanto due dischetti lucenti ne[lle r]egioni del pallone, a cui il raggio fa capo.

3. Se si ripete l'esperienza con un apparecchio che non abbia ricevuto tutte le cure sopra descritte, o in cui le dimensioni dei tubi di comunicazione siano molto più piccole, l'esperienza non è di sicura riuscita. Succede facilmente in tal caso che lungo la via del raggio luminoso appaiano in seno all'acqua dei punti brillanti, dovuti certamente o a impurità cedute dal vetro o a particelle di carbonato di sodio trascinate dal vapore. Per evitare questo inconveniente, basta far passare la seconda acqua distillata attraverso un filtro formato con idrato [di z]inco o di ferro, o meglio con idrato di nickel.

In luogo del pallone N si congiunge al tubo E (fig. 1) il piccolo apparecchio rappresentato dalla fig. 2. Esso è costituito da due palloncini A e B congiunti per mezzo di un

larga tubulatura M. Il palloncino inferiore termina in un cannello affilato F, che si può chiudere alla fiamma: il palloncino superiore porta un tubo L, che ad una certa altezza si biforca in due rami, di cui il primo, K, è verticale e l'altro, H, si ripiega verso il basso per l'innesto all'apparecchio di distillazione. Finalmente i due tubi F ed L sono congiunti insieme per mezzo del cannello laterale V.

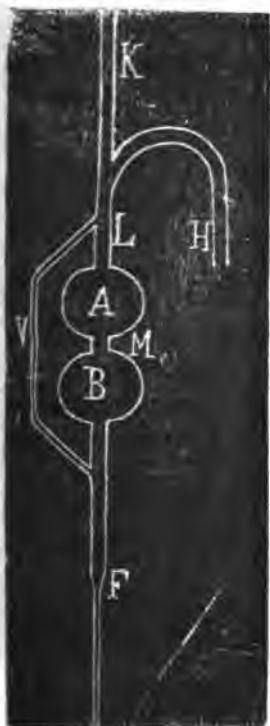



Fig. 2.

L'apparecchio deve essere prima lavato con acido nitrico e poi ripetutamente con acqua distillata bollente.

Per fare l'esperienza s'introduce per K nella parte superiore del tubo M un tampone di lana di vetro anch'esso precedentemente trattato con acido nitrico e con acqua distillata bollenle; e si versa in A un po' di acqua disaerata che contenga sospeso dell'idrato di nickel.

Cotest' acqua, passando lentamente attraverso il tampone, vi deposita uno straterello gelatinoso di idrato di nickel, ed esce poi dall'apparecchio pel cannello F. Si versa in seguito per lo stesso tubo K acqua purissima e disaerata, fintantochè si possa esser sicuri che l'apparecchio sia ben lavato e l'idrato di nickel non contenga più tracce dei sali serviti alla sua formazione. Allora si chiudono alla fiamma i tubi K e F e si procede alla distillazione dell'acqua contenuta nel pallone P (fig. 1) mantenendo nel ghiaccio il palloncino A.

In B viene finalmente raccolto il liquido da sottoporsi all'esperienza.

4. L'acqua ottenuta nei modi testè descritti è priva di corpuscoli in sospensione, ma è anche priva di aria.

Per vedere se fosse sufficiente, per la riuscita dell'esperienza, di privare l'acqua soltanto dei corpuscoli che potesse tenere sospesi, facemmo passare attraverso lo stesso filtro, di idrato di nickel, dell'acqua accuratamente distillata più volte.

Ma essa mostrava sempre sulla via del raggio luminoso una debole illuminazione; la quale però poteva ancora attribuirsi al pulviscolo ceduto dall'aria del pallone sperimentale.

E invero tale illuminazione non si aveva più affatto, allorchè la distillazione si faceva all'assoluto riparo dall'aria, mediante l'apparecchio della fig. 1, dove a luogo del carbonato sodico nel pallone P veniva posta dell'acqua distillata.

Siccome però in tal modo una gran parte dell'aria contenuta nella prima acqua veniva asportata durante le due distillazioni, così abbiamo voluto togliere ogni dubbio, facendo l'esperienza inversa, aerando, cioè, l'acqua ottenuta dal carbonato di sodio, dopo esserci assicurati ch'essa non presentava indizio alcuno d'illuminazione.

A tal uopo, al fondo del pallone N abbiamo innestato un tubo T, piegato esternamente quattro volte in forma di U (fig. 3). Le branche A, B, C, D contenevano rispettivamente

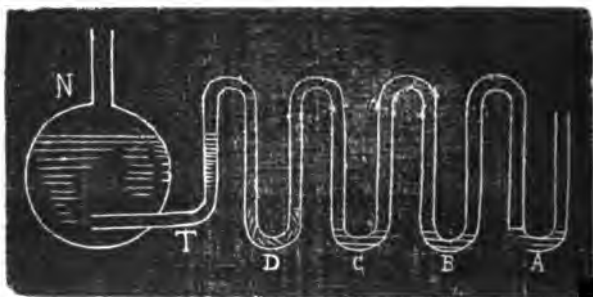



Fig. 3

acido solforico puro, soluzione di potassa caustica, acqua distillata e un tampone di ovatta [1]) accuratamente lavato con acqua calda e filtrata.

1) Un tampone di ovatta fu usato da Tyndall per liberare perfettamente l'aria dal suo pulviscolo.

Ci assicurammo che un filtro siffatto impedisse all' aria della stanza, che per il tubo T doveva penetrare nel pallone, di trasportare sostanze estranee anche minutissime. Infatti quando il pallone già precedentemente vuotato veniva riempito con aria così filtrata, questa si mostrava ai raggi luminosi perfettamente oscura.

Tenendo in leggera azione la pompa, si lasciava entrare lentamente l'aria attraverso l'acqua del pallone N per più ore di seguito. Ci è sembrato quasi sempre che l' acqua in tal guisa aerata non mostrasse alcuna illuminazione lungo la via dei raggi luminosi che l'attraversavano; altre volte invece ci è parso di scorgere un' incerta traccia di un' illuminazione estremamente leggera, non osservata però unanimemente da tutte le persone a cui si è mostrato il fenomeno. Non è da dubitare, secondo noi, che questa traccia sia da attribuire al pulviscolo trasportato dall'aria, ad onta di tutte le precauzioni prese: essa mostrerebbe piuttosto come in seno all' acqua la diffusione luminosa dovuta a minutissimo pulviscolo sia meglio osservabile che in seno all'aria.

In questa opinione ci confermano le esperienze di Spring [1]) venute alla luce in questi giorni, quando avevamo già esaurite anche queste prove.

Egli pure è difatti riuscito a ottenere dell'acqua *otticamente vuota*, provocando in seno all'acqua stessa la formazione di un precipitato gelatinoso (di silicato di calcio, o d'idrato d'alluminio o di ferro o di zinco), il quale trascinava, nel depositarsi al fondo dopo circa una settimana, tutti i corpuscoli sospesi nel liquido.

5. Lo Spring ha tentato inutilmente di rendere, con lo stesso metodo, *otticamente vuoti* i liquidi organici.

Col nostro apparecchio invece abbiamo raggiunto assai facilmente lo scopo. Ci siamo serviti della formazione di un precipitato gelatinoso in seno al liquido per trattenerne il pulviscolo, e poi abbiamo separato il liquido stesso mediante distil-

1) Bull. de l'Acad. roy. de Belgique, 3 ser., t. 37, p. 174, mars 1899.

lazione nel vuoto. Per ottenere il precipitato gelatinoso, d
devamo il liquido in due porzioni uguali, e scioglievamo
una di esse un po' di cloruro di nickel e nell'altra un po'
idrato potassico; quindi versavamo l' una dopo l'altra le
soluzioni nel pallone P, agitandolo leggermente, e infine
legavamo il pallone stesso all'apparecchio di distillazione (fig.

Abbiamo fatto le esperienze sull'alcool etilico e sull'alc
amilico. L'uno e l'altro liquido raccolti nel pallone N, si r
stravano assolutamente oscuri, sia sotto l'azione dell'arco el
trico che della luce solare concentrata con lenti.

Possiamo dunque asserire che anche l' illuminazione d
l'alcool amilico e dell'alcool etilico nei casi ordinari, co
quella dell'acqua, è accidentale, e dovuta al pulviscolo mi
tissimo che questi liquidi tengono in sospensione.

Intendiamo però di continuare le nostre ricerche sui
quidi organici, per vedere se vi hanno delle serie in cui
struttura molecolare possa loro conferire un potere propr
d'illuminazione.

Conclusione.

Le esperienze descritte ci conducono a stabilire che:

1). L'acqua non ha un potere proprio d' illuminazione,
tantochè le si può togliere la proprietà d' illuminarsi, o distil-
landola nel vuoto, o provocando in seno ad essa la formazione
d'un precipitato gelatinoso.

2). Non hanno potere proprio d' illuminazione neppure
l' alcool etilico, nè l' alcool amilico (e quindi probabilmente
neppure gli altri liquidi organici di analoga costituzione).

3). L'aria che possa trovarsi disciolta in un liquido non
pare sia fra le cause accidentali, che lo rendono atto ad es-
sere illuminato.

Dall'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa,
Maggio 1899.

OSSERVAZIONI SU UNA MEMORIA DEL PROFESSOR BATTELLI.

per M. MATHIAS.

Professore alla Facoltà di Scienze di Tolosa.

un lavoro inserito nelle Memorie dell' Accademia Reale
Scienze di Torino del 1895, e riprodotto nel 1° volume
vori dell'Istituto di Fisica di Pisa, del 1897, il Prof. Bat-
etermina con due metodi destinati a controllarsi scam-
mente, le densità dell'etere, del solfuro di carbonio e
cool liquidi sotto la pressione del loro proprio vapore sa-
Questi risultati sperimentali sono riassunti in una prima
grafica, prendendo le temperature come ascisse e le
à come ordinate. In una seconda tavola, l'Autore ha ag-
a tali curve quelle che rappresentano le densità del
saturo dedotte dalle sue esperienze anteriori.

Prof. Battelli ha provato invano di trovare una formula
ica capace di rappresentare con precisione l'insieme delle
sperienze sulle densità dei liquidi. In particolare, egli ha
o di verificare il teorema degli stati corrispondenti per
della formula empirica:

$$\delta = A\,(m - 0{,}569 + 1{,}665 \sqrt{1 - m})$$

ho verificata per molti corpi [1], e che è la traduzione
nguaggio degli stati corrispondenti ($T = 273 + t = m\,\Theta$)
forma di funzione che Cailletet ed io abbiamo impiegato
dentemente.

Prof. Battelli trova, per i valori *osservati e calcolati*
densità del liquido, dei numeri del tutto diversi, quan-
e seguano un andamento parallelo, come può giudicarsi
seguente tabella relativa all' etere.

[1] E. Mathias. Ann de la Fac. des Sc. de Toulouse, 1891.

DENSITÀ

t	osservata	calcolata	t	osservata	calcolata
0°	0,7350	0,5364	120°	0,5740	0,4600
20	0,7080	0,5275	150	0,5090	0,4176
50	0,6780	0,5097	170	0,4530	0,3811
80	0,6420	0,4914	190	0,3920	0,3036
100	0,6130	0,4801	195	0,3600	0,2637

L'autorità del Prof. Battelli è troppo grande in tutte le questioni che si riferiscono alle proprietà termiche dei fluidi, perchè io non abbia creduto opportuno dover ricercare la ragione di tale disaccordo fra il calcolo e l'osservazióne.

Comincerò dal notare che la formula (1) non è valevole, come ho già precisato [1]), che per $m > 0,8$. Perciò essa non potrebbe adoperarsi a partire da 0°, che corrisponde ad $m = 0,58$ per l'etere, $m = 0,50$ per il solfuro di carbonio ed $m = 0,53$ per l'alcool; ma la verifica non dovrebbe aver luogo che al di sopra di 119°, 164°, e 139° rispettivamente per i tre corpi considerati.

Come io ho dimostrato per molte sostanze, il coefficiente A della formula (1) è proporzionale alla densità critica Δ definita come il limite della semi-somma delle due specie di densità di uno stesso corpo quando la temperatura tende verso il suo valore critico, e si ha sensibilmente

$$\frac{A}{\Delta} = 2,36 \tag{2}$$

con piccole variazioni possibili in più o in meno nel valore di questo rapporto.

I valori di Δ adottati dal Prof. Battelli

$$0,208 = \frac{1}{4^{cc}80}\ ;\ 0,377 = \frac{1}{2^{cc}651}\ ;\ 0,2283 = \frac{1}{4^{cc}38}$$

sono dedotti invece dai volumi critici determinati sperimentalmente

1) E. Mathias. Sur la densité critique, p. 19. Ann. de Toulouse, 1892.

mente; nel qual modo, come ho dimostrato precedentemente [1]), si ottengono volumi più grandi e densità critiche più piccole del valore fornito dalla legge del diametro rettilineo o dalla regola del terzo della densità.

Se si osserva che per $m = 1$ la formula (1) dà

$$\Delta = 0,431 \, A \qquad o \qquad A = \frac{\Delta}{0,431},$$

se ne può ricavare A conoscendo Δ.

Così il Prof. Battelli adotta per A i valori rispettivi

207,5 377,5 228,3 [2]).

In queste condizioni devono trovarsi per le densità calcolate valori più bassi di quelli che si deducono dalla legge del diametro rettilineo. Il risultato ottenuto dal Prof. Battelli si spiega così molto semplicemente.

È preferibile procurare di verificare la formula (1) senza idea preconcetta su Δ, cercando il valore del rapporto

$$\frac{\delta}{m - 0,569 + 1,665 \sqrt{1 - m}} = A,$$

che varia pochissimo fra $m = 1 - \varepsilon$ ed $m = 0,85$, ed adottando per A un valore medio.

I valori

$$A = 0,597 \qquad e \qquad A = 1,041$$

dànno rispettivamente per l' etere e pel solfuro di carbonio risultati soddisfacenti, come lo mostrano le tabelle seguenti in cui le δ osservate sono i numeri letti direttamente sulle curve del Prof. Battelli.

1) E. Mathias. Etats correspondants. p. 3 e 4. Ann. de Toulouse, 1891.

2) In tal modo il quoziente dei Δ del Prof. Battelli per le A ch' egli ha adottato, non è il numero costante 0,431, ma è rappresentato rispettivamente dai numeri seguenti:

0,421 0,424 0,423.

ETERE

t	δ osservate da Battelli	δ calcolate	differenze
195°	0,353	0,319	— 0,034
190	0,378	0,370	— 0,008
185	0,4007	0,4012	+ 0,0005
180	0,420	0,424	+ 0,004
175	0,4392	0,4442	+ 0,005
170	0,458	0,461	+ 0,003
165	0,4708	0,475	+ 0,003
160	0,486	0,489	+ 0,003
155	0,497	0,501	+ 0,004
150	0,5092	0,5116	+ 0,0024
145	0,518	0,522	+ 0,004
140	0,530	0,531	+ 0,001
135	0,5442	0.5394	— 0,0048
130	0,553	0,547	— 0,006

SOLFURO DI CARBONIO

t	δ osservate	δ calcolate	differenze
260°	0,721	0,691	— 0,030
250	0,770	0,760	— 0,010
240	0,812	0,812	0,000
230	0,847	0,853	+ 0,006
220	0,879	0,887	+ 0,008
210	0,910	0,916	+ 0,006
200	0,936	0,941	+ 0,005
190	0,963	0.966	+ 0,003
180	0,988	0,987	— 0,001
170	1,008	1,005	— 0,003
160	1,027	1,022	— 0,005
150	1,047	1,037	— 0,010

La legge del diametro rettilineo si verifica benissimo sul solfuro di carbonio e sull'etere, come lo dimostrano le seguenti tabelle :

SOLFURO DI CARBONIO.

δ (liquido)	δ' (vap. sat.)	$\frac{\delta+\delta'}{2}$ osser.	$\frac{\delta+\delta'}{2}$ calc.	Differenze
0,621	0,231	0,4260	0,4431	+ 0,0171
0,721	0,178	0,4495	0,4508	+ 0,0013
0,770	0,147	0,4585	0,4585	0
0,812	0,121	0,4660	0,4662	+ 0,0002
0,847	0,104	0,4755	0,4739	— 0,0016
0,879	0,087	0,4830	0,4816	— 0,0014
0,910	0,072	0,4910	0,4893	— 0,0017
0,936	0,058	0,4970	0,4970	0
0,963	0,048	0,5055	0,5047	— 0,0008
0,988	0,035	0,5115	0,5124	+ 0,0009
1,008	0,028	0,5180	0,5201	+ 0,0021
1,027	0,022	0,5245	0,5278	+ 0,0033
1,047	0,018	0,5325	0,5355	+ 0,0030
1,067	0,014	0,5405	0,5432	+ 0,0027
1,087	0,009	0,5475	0,5509	+ 0.0034
1,107	0,005	0,5560	0,5586	+ 0,0026
1,129	0,003	0,5660	0,5663	+ 0,0003
1,147	0,001	0,5740	0,5740	0
1,164	»	0,5820	0,5817	— 0,0003
1,183	»	0,5915	0,5894	— 0,0021
1,197	»	0,5985	0,5971	— 0,0014
1,210	»	0,6050	0,6048	— 0,0002
1,228	»	0,6140	0,6125	— 0,0015
1,246	»	0,6230	0,6202	— 0,0028
1 260	»	0,6300	0,6279	— 0,0021
1,272	»	0,6360	0,6356	— 0,0004

lori calcolati del diametro rettilineo del solfuro di sono stati ottenuti per mezzo della formula

$$\frac{\delta+\delta'}{2} = 0,6510 - 0,00077\, t\ .$$

.to valore conduce alla densità critica 0,4408 = Δ, il

coefficiente angolare del diametro essendo — 0,00077. In questo caso si ha:

$$\frac{1,041}{0,4408} = 2,362$$

il che verifica il teorema degli stati corrispondenti.

ETERE

t	δ (liquido)	δ' (vap. sat.)	$\frac{\delta+\delta'}{2}$ osser.	$\frac{\delta+\delta'}{2}$ calc.	Differenze
190°	0,378	0,112	0,2450	0,2413	+ 0,0037
185	0,401	0,091	0,2460	0,2450	— 0,0010
180	0,420	0,079	0,2495	0,2487	— 0,0008
175	0,439	0,066	0,2525	0,2524	— 0,0001
170	0,458	0,056	0,2570	0,2561	— 0,0009
165	0,471	0,051	0,2610	0,2598	— 0,0012
160	0,486	0,044	0,2650	0,2635	— 0,0015
155	0,497	0,039	0,2680	0,2672	— 0,0008
150	0,509	0,032	0,2705	0,2709	+ 0,0004
145	0,518	0,028	0,2730	0,2746	+ 0,0016
140	0,530	0,026	0,2780	0,2783	+ 0,0003
135	0,544	0,021	0,2825	0,2820	— 0,0005
130	0,553	0,018	0,2855	0,2857	+ 0,0002
125	0,5635	0,014	0,2887	0,2894	+ 0,0007
120	0,572	0,012	0,2920	0,2931	+ 0,0011
115	0,583	0,0105	0,2967	0,2968	+ 0,0001
110	0,593	0,007	0,3000	0,3005	+ 0,0005
105	0,602	0,005	0,3035	0,3042	+ 0,0007
100	0,612	0,0035	0,3077	0,3079	+ 0,0002
95	0,621	0,002	0,3115	0,3116	+ 0,0001
90	0,630	0,0015	0,3155	0,3153	— 0,0002

I valori calcolati del diametro rettilineo dell'etere, sono stati ottenuti per mezzo della formula

$$\frac{\delta + \delta'}{2} = 0,3819 - 0,00074\, t.$$

Questo valore conduce alla densità critica 0,2361 = Δ, il coefficiente angolare del diametro essendo — 0,00074. Il numero così trovato per la densità critica dell'etere non è accettabile, perchè è noto che per questa sostanza la densità critica è vicina a 0,260, come mostrano le esperienze di Avenarius e di Sydney Young. I numeri del Prof. Battelli non verificano dunque la relazione (2); ma ciò dipende da che le densità del vapor saturo, quali si deducono dalla Tav. II della memoria del Professor Battelli sono troppo piccole, come si vede dalla tabella seguente, in cui sono confrontate queste densità con quelle trovate dal Young: confronto che sembra lecito, essendo il punto critico determinato dal Young (194°,4) abbastanza vicino al punto critico (197°) trovato dal Battelli.

t	δ' (Battelli)	δ' (S. Young)	t	δ' (Battelli)	δ' (S. Young)
190°,6	»	0,1637	145°,0	0,028	»
190, 0	0,112	»	144, 4	»	0,0490
186, 4	»	0,1372	140, 0	0,026	»
185, 0	0,091	»	135, 0	0,021	»
181, 8	»	0,1193	132, 05	»	0,0381
180, 0	0,079	»	130, 0	0,018	»
175, 0	0,066	»	125, 0	0,014	»
174, 7	»	0,0980	122, 6	»	0,0311
170, 0	0,056	»	120, 0	0,0120	»
165, 0	0,051	»	115, 0	0,0105	»
161, 1	»	0,0710	111, 6	»	0,0244
160, 0	0,044	»	110, 0	0,0070	»
155, 0	0,039	»	105, 2	»	0,0211
150, 0	0,032	»	105, 0	0,0052	»

Riassumendo si può concludere, che se dai numeri del Prof. Battelli si calcola la densità critica come il limite della semisomma delle due sorta di densità, i risultati sperimentali da lui ottenuti concordano assai bene con le mie formule.

Così pure è verificata con molta precisione dagli stessi risultati la legge del diametro rettilineo; ma non è accettabile il

numero che ne risulta per la densità critica dell'etere — cosa che deriva dalle densità troppo piccole che furono trovate pel vapor saturo d'etere, a tutte le temperature.

CALORE SVOLTO NEL BAGNARE LE POLVERI.
Risposta alla Nota del Dott. GUIDO ERCOLINI.

di T. MARTINI.

Sarebbe stato mio intendimento rispondere alla Nota pubblicata dal Dott. Ercolini in questo Periodico, [1]) in una terza Memoria sul calore sviluppato nel bagnare le polveri (o meglio certe polveri) intorno alla quale sto lavorando. Ma poichè gli esperimenti, che ancora ho da compiere, non sono pochi e non potrò così presto pubblicarla, trovo opportuno di esporre subito alcune brevi considerazioni intorno alla detta Nota.

L'Autore ammette, con me, che il calore svolto nel bagnare la polvere cresce fino ad un massimo; ma trova erroneo quanto affermai nella mia seconda Memoria, [2]) che la quantità di calore scema, quando, raggiunto che siasi il massimo effetto, si sperimenta con una quantità di liquido eccedente quella con la quale fu raggiunto il detto effetto.

Il concetto dal quale il Dott. Ercolini è partito, per fare le sue ricerche, è ben diverso dal mio. L'Autore avendo sperimentato con la silice pura e il carbone aminale, che bagnava con acqua, introdusse nel computo calorimetrico anche l'acqua versata sulla polvere dalla cui azione ha origine il fenomeno del riscaldamento.

Io, invece, considerai l'acqua, ovvero un altro liquido, come l'alcool, l'etere la benzina ecc. (perchè anche con siffatti liquidi sperimentai) e la polvere, come due corpi fra i quali si esercita un'azione, non stata ben definita fin qui, dalla quale si sviluppa calore. In questo aspetto neppur lon-

1) Nuovo Cimento, Serie 4, vol. 9, fascicolo di febbraio 1899.
2) Atti del R. Istituto Veneto, T. 9, serie 7, 1897-98 e N. Cimento, S. 4, T. 8, pag. 396, 1898.

tanamente potevo pensare a far entrare nel computo calorimetrico la quantità del liquido che serve a provocare cosiffatta azione. Per far ciò bisognerebbe ammettere che quella parte di liquido che produce il fenomeno conservi tutti i suoi caratteri e quindi anche la sua caloricità; in tal modo si avrebbe una creazione dal nulla. Perciò era naturale che misurando l'effetto calorimetrico, prodotto dai due corpi in conflitto, dovessero risultare dei numeri minori di quelli corrispondenti all'effetto massimo secondochè eccedeva o la polvere o il liquido.

Venezia, Aprile 1899.

SULLA TEORIA DEL CONTATTO.

di Q. MAJORANA.

(Dalle tre note pubblicate dai rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 8, 1° sem., serie 5, fasc. 4°, 5°, 6°, 1899).

1. Per spiegare il fenomeno che si ha nell'esperienza fondamentale di Volta, cioè della differenza di potenziale che si viene a creare ponendo in comunicazione metallica due dischi metallici eterogenei, si ammette che, al punto di contatto dei due metalli esiste una *forza elettromotrice di contatto*, la quale ha per effetto di tenere i due dischi sempre agli stessi potenziali elettrici indipendentemente dalla loro capacità; capacità che, in quell' esperienza si fa prima crescere coll' avvicinare, poi decrescere coll'allontanare i due metalli.

Si sa che tutti i metalli possono disporsi in un ordine tale che un termine della serie sia sempre positivo rispetto al seguente.

Helmholtz, nella sua Erhaltung der Kraft, fa la seguente considerazione: Se più pezzi metallici sono in comunicazione col suolo, essi sono elettricamente nel cosidetto *stato neutro*. Per il principio della conservazione dell'energia, quando si pongano in comunicazione diretta due qualunque di essi, dopo aver soppresso le relative comunicazioni col suolo, non si può generare

alcun movimento di elettricità, a meno di cambiare la posizione di quei pezzi, alterando così le due capacità elettriche. Se così non fosse si potrebbe generare un movimento elettrico mettendo alternativamente in comunicazione metallica due di quei pezzi metallici fra di loro e col suolo; ma ciò è impossibile perchè lo stabilire comunicazioni metalliche non costituisce lavoro.

Da qui si trae la conseguenza che anche i metalli, posti in comunicazione col suolo sono ricoperti da uno strato elettrico di potenziale differente da metallo a metallo; infatti una comunicazione metallica tra due qualunque di essi non altera la distribuzione elettrica del sistema ossia, come dice Volta, due metalli riuniti metallicamente sono a potenziali differenti.

Nel campo pratico, per studiare l'elettricità liberata dalla forza elettromotrice di contatto, occorre produrre delle variazioni di capacità nel sistema dei due metalli eterogenei. Generalmente questo concetto fondamentale del fenomeno scoperto da Volta non si fa risaltare abbastanza chiaramente.

Che la differenza di potenziale tra due metalli in comunicazione metallica sia dovuta ad una reale forza elettromotrice di contatto, non è ammesso con accordo generale dai fisici moderni. Quei che l'ammettono devono riconoscere che essa è diversa dalla forza elettromotrice che esiste in una coppia voltaica dove si può raccogliere elettricità libera senza compiere un lavoro esterno, lasciando che avvenga l'azione chimica. Una coppia metallica invece non può fornire elettricità che quando si alteri la capacità del sistema. Pellat, che ci ha fornito le misure più precise di queste forze elettromotrici di contatto, servendosi del solito artificio di variare la capacità dei due conduttori eterogenei, quando si tratta di affermare che veramente il contatto è sede di quella forza, è preoccupato dell'influenza che può avere sul fenomeno il mezzo atmosferico in cui le esperienze sono fatte. Egli si esprime così:

« Due metalli differenti, riuniti metallicamente, sono ricoperti, nello stato di equilibrio, da strati elettrici a potenziali, ineguali . . . È estremamente probabile che la differenza di potenziale osservata tra gli strati elettrici che ricoprono

« i due metalli, rappresenti anche la differenza di potenziale « che esiste tra quei metalli ».

È estremamente probabile, cioè non assolutamente certo, e l'osservazione di cariche elettriche alla superficie dei metalli potrebbe avere altra spiegazione all'infuori di quella della forza elettromotrice di contatto.

Accennerò soltanto all'ipotesi di un altro fisico, del Lodge, il quale introduce il concetto la tendenza chimica, teoria, se condo il quale una sostanza, immersa in un mezzo qualunque *tende* ad esercitare sopra di esso un' azione chimica (a meno che essa ne sia effettivamente attaccata); questa *tendenza* porta è immersa; ad un potenziale differente dal mezzo in cui essa la sostanza nel caso ordinario questo elemento attivo sarebbe l'ossigeno.

Questa ipotesi di Lodge non è accettata generalmente, ma in ogni modo essa fa vedere che, sull' interpretazione del fenomeno di Volta, non esiste ancora grande accordo.

Per le ricerche che esporrò in seguito mi occorre ricordare i lavori di Exner. La teoria di questo fisico si basa esclusivamente sull'ammettere che i metalli si ricoprono, se immersi nell'aria, di strati sottilissimi di ossidi. Questi strati sarebbero, per il fatto stesso della loro formazione, elettrizzati, e manterrebbero le loro cariche permanentemente perchè isolanti. Tutti i fenomeni che si osservano e che sono spiegati dalla teoria del contatto sarebbero semplici effetti di induzione elettrostatica dovuta ai detti strati.

Numerose critiche sono state fatte a tale asserto; ciò non pertanto si debbono ad Exner delle esperienze, che rettamente interpretate, oltre ad appoggiare la teoria del contatto, fanno vedere che il suolo si debba ritenère come un corpo della serie di Volta. Una di esse, diversamente condotta si ritroverà nelle pagine seguenti.

Mi propongo infatti di esporre alcune esperienze che illustrano la teoria del contatto e che si basano principalmente sull'estensione del principio di Volta di cui ho tenuto parola sin qui.

Considieriamo due dischi, uno di rame e l' altro di zinco. Poniamoli in comunicazione col suolo e successivamente iso-

liamoli. Essi assumono, per quel che si è visto, una determinata differenza di potenziale, la quale, secondo recenti determinazioni può variare tra 0,7 e 1,02 volt; il rame è negativo rispetto allo zinco.

I due dischi siano ad una distanza tale, che tra di essi non possa esercitarsi alcuna sensibile induzione. Se allora si avvicinano di molto tenendoli paralleli e coassiali, a causa della mutua induzione, la densità elettrica delle loro superficie affacciate viene ad essere accresciuta, e sulle facce esterne si formano due strati di elettricità libera, positiva sul rame, negativa sullo zinco. Se ora stabiliamo di nuovo le comunicazioni col suolo, questi strati esterni di elettricità si disperderanno attraverso i conduttori adoperati.

Riportiamo i due dischi nelle primitive posizioni; la densità elettrica superficiale delle facce interne diminuisce e una quantità di elettricità sfuggirà attraverso i conduttori nel suolo. Questa quantità è esattamente eguale, ma di segno contrario, a quella che si è liberata nell'atto dell' avvicinamento. Se dopo aver avvicinato i due dischi, anzichè scaricarli al suolo, si pongono in comunicazione metallica, si ottiene ancora lo stesso risultato, perchè la forza elettromotrice di contatto impedisce la neutralizzazione delle cariche positive dello zinco e delle negative del rame, ma non ostacola che le cariche libere formatesi all'atto dell'avvicinamento si annullino.

Tutto ciò sostituisce semplici conseguenze della teoria del contatto e si può enunciare colle seguenti leggi.

a) Conduttori eterogenei (non elettrolitici) posti in comunicazione col suolo, assumono potenziali differenti e dipendenti dalla natura di ciascun conduttore.

b) Tutte le volte che due conduttori eterogenei, dopo essere stati scaricati al suolo vengono avvicinati, senza essere portati al contatto, acquistano cariche libere di elettricità, che possono essere tolte mediante un conduttore qualsiasi (non elettrolitico) posto in comunicazione col suolo.

Queste *cariche di avvicinamento* sono di segno contrario a quelle che si ottengono nella ordinaria esperienza di Volta; talchè zinco che si avvicina a rame si carica negativamente, rame che si avvicina a zinco si carica positivamente.

Avverto che ho adottato questo linguaggio per brevità; ma a rigore non è esatto. Col dire: zinco carico negativamente, intendo: zinco unito con un elettrometro, dà indicazione negativa.

c) Tutte le volte che due conduttori eterogenei (abbastanza vicini) si allontanano, dopo di essere stati scaricati al suolo, acquistano delle cariche per le quali vale anche ciò che è stato detto in *b*).

Le cariche di allontanamento sono quelle che si ottengono nella ordinaria esperienza di Volta, e sono esattamente uguali e di segno contrario a quelle di avvicinamento precedentemente studiate, qualora, naturalmente, gli spostamenti dei dischi siano gli stessi, ma fatti in senso inverso.

La verifica delle asserzioni suesposte, si può a rigore ricavare da talune esperienze di Exner. Io ho voluto procedere mediante le seguenti esperienze alla detta verifica.

In esse adopero un elettrometro di Hankel modificato. La foglia d'oro è sostituita da un sottilissimo filo di quarzo argentato. Con ciò si hanno varî vantaggi: *a)* l'istrumento ha una capacità elettrica assolutamente trascurabile; *b)* col microscopio si punta meglio il filo di quarzo che non la foglia d'oro; *c)* si può avere una maggiore stabilità nel punto zero, e nello stesso tempo una maggiore sensibilità.

Due dischi paralleli ed isolati, uno di ottone dorato e l'altro di zinco, scrupolosamente spianati e puliti al tornio, di circa 15 cm. di diametro, sono posti alla distanza di pochi centimetri. Mediante un movimento a vite possono avvicinarsi l'uno all'altro sino a $^1/_2$ millimetro circa, senza che avvenga alcun contatto. Pongasi il disco di ottone in comunicazione col suolo e il disco di zinco in comunicazione col suolo e col filo di quarzo argentato dell'elettrometro che è caricato da 50 elementi Daniell. Togliendo la comunicazione dello zinco col suolo, non si osserva alcuna deviazione se non esistono cause perturbatrici. E allora, avvicinando lentamente, per mezzo delle vite, lo zinco al disco dorato, si osserva una piccola deviazione che va crescendo durante il movimento dei due dischi. Quando essi sono a $^1/_2$ mm. di distanza, il filo di quarzo

si è spostato nella scala del microscopio per — 2,5 divisioni (la sensibilità dello strumento è di circa 3,5 divisioni per volt). Rimanendo i due dischi in questa posizione, il filo di quarzo rimane anch'esso permanentemente deviato dallo zero. Ma se scostiamo di nuovo i due dischi, esso vi ritorna esattamente. Se, dopo aver avvicinato i due dischi, tocchiamo per un istante lo zinco con un filo comunicante col suolo, l'elettrometro ritorna a zero, e allontanando i due dischi si ottiene una larga deviazione positiva del filo di quarzo, talvolta sino a 22 parti della scala. Le due cariche che così si sono ottenute, negativa nel primo caso, positiva nel secondo, sono uguali, perchè se non si ha cura di riportare a zero il filo di quarzo, annullando la piccola deviazione di — 2,5 divisioni, non si ha alcuna deviazione positiva. Le due cariche benchè uguali, sono indicate dall'elettrometro da deviazioni molto differenti perchè, essendo distribuite sopra capacità di diverso valore, sono a potenziali differenti. Infatti la carica di avvicinamento si ottiene al crescere della capacità, mentre quella d'allontanamento si ottiene quando la capacità diminuisce.

Chi ripete l'esperimento di Volta non osserva per solito la carica di avvicinamento o perchè essa produce solo una piccola deviazione dell'ago dell'elettrometro, o perchè la comunicazione di uno dei metalli con l'elettrometro viene stabilita solo dopo averlo portato in contatto con l'altro metallo.

Noterò poi, che nel fare l' esperienza descritta, mi sono assicurato della inesistenza di cause perturbatrici che potessero mascherare il fenomeno. Così, se, nelle condizioni in cui mi sono posto, si ripete l' esperienza con dischi di egual natura, non si ottiene alcuna sensibile deviazione perchè allora, benchè ciascuno di essi sia carico a determinato potenziale, essendo i due potenziali eguali, la variazione di capacità del sistema è piccola (al massimo di 1 a 2).

Ripetendo l' esperienza con dischi di egual natura, ma portando uno di essi ad un potenziale più elevato dell' altro che resta unito coll'elettrometro (mediante uno shunt fatto sul circuito di una pila), si ottengono le stesse deviazioni dell'ago dell'elettrometro, se la differenza di potenziale dei due dischi

è di 0,8 a 0,9 volt. Questo valore rappresenta dunque la forza elettromotrice di contatto della coppia zinco-oro adoperata.

2. Ora, come applicazione di questo principio delle cariche di avvicinamento e di allontanamento, voglio descrivere due apparecchi, i quali possono fornire, quando vengano posti in rotazione, correnti elettriche continue. Queste correnti, del resto debolissime, sono dovute appunto alla formazione e alla neutralizzazione di quelle cariche.

Un tamburo di legno o di ebanite T, girevole, è rivestito sulle sue pareti cilindriche da due lamine isolate, l' una di zinco e l'altra di rame (fig. 1). Ciascuna di queste lamine abbraccia il tamburo per poco meno di 180°. Le due lamine di un commutatore, girevole e solidale col tamburo sono unite ciascuna con uno dei due metalli. Due spazzole appoggiano sopra tal collettore come è indicato in figura.

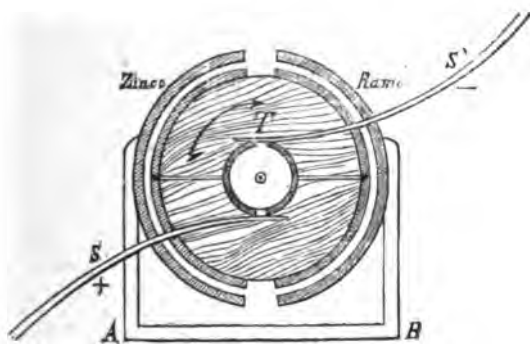



Fig. 1.

Il tamburo T è racchiuso da due armature cilindriche, concentriche ad esso, e fisse sul sostegno; queste armature sono in comunicazione metallica mediante la staffa AB.

Pongasi il tamburo in rotazione secondo la freccia, e consideriamo ciò che avviene nel primo mezzo giro. Lo zinco del tamburo si avvicina al rame fisso e, per quel che si è visto, viene a caricarsi negativamente; il rame invece si avvicina

allo zinco fisso, esso dunque si carica positivamente. Per conseguenza, un filo che riunisce le due spazzole S e S', viene ad esser traversato da una corrente diretta da S in S'. Dopo il primo mezzo giro, il giuoco si inverte, giacchè lo zinco del tamburo si allontana dal rame fisso, mentre il rame si allontana dallo zinco fisso. Ma anche la posizione del collettore è cambiata, e per conseguenza la spazzola S è sempre positiva, e la S' negativa.

Al girare del tamburo si può dunque raccogliere una corrente continua, sempre diretta nello stesso senso.

Sarebbe difficile calcolare a priori qual sia l'intensità di questa corrente e ciò perchè non sarebbe facile determinare la capacità delle varie parti dell'apparecchio. Ma se le armature mobili e le fisse sono molto vicine, vale a dire se il diametro del tamburo differisce di pochissimo da quello interno delle armature fisse, si può fare il calcolo con buona approssimazione.

Consideriamo l' apparecchio nella posizione segnata in figura. Le cariche elettriche distribuite nel sistema hanno allora un piccolo valore poichè le differenze di potenziale tra i pezzi metallici affacciati sono nulle; ma facciamo compire un mezzo giro al tamburo; se indichiamo con C la capacità di uno dei due condensatori che costituiscono l'apparecchio, sarà C (Zn/Cu) la quantità di elettricità che dal rame del tamburo è andata nello zinco dello stesso, supponendo le spazzole S e S' riunite da un filo. Al secondo mezzo giro questa quantità di elettricità ritorna indietro, e così di seguito.

Ora, avendo supposto che le armature di ciascuno dei due conduttori sieno vicinissime; indicando con e la loro mutua distanza e con S la superficie, potrà ammettersi che la capacità elettrica sia:

$$C = \frac{S}{4\pi e} \text{ mc.}$$

supposti S ed e espressi in cm.

Espressa in farad è:

$$C = \frac{S}{4\pi e} \cdot \frac{1}{9.10^{11}}.$$

Moltiplicando questa capacità per la differenza di potenziale Zn/Cu, si avrà la quantità di elettricità che fluisce per ogni mezzo giro attraverso le spazzole, e se n è il numero dei giri al secondo del tamburo, sarà:

$$I = \frac{Sn}{2\pi e} (Zn/Cu) \frac{1}{9.10^{11}} \text{ amp.}$$

l'intensità della corrente che si ottiene.

Una corrente esattamente della stessa intensità, ma che è bruscamente alternante, si ottiene attraverso la congiuntura AB delle due armature fisse. Se questa congiuntura non esistesse, lo scambio di elettricità tra le due armature mobili, avverrebbe in una misura molto minore.

Nel nostro caso sperimentale la superficie S di una delle lamine è di 86 mq.; la distanza tra le armature è di circa 1 mm. Se l'apparecchio fa 20 giri per minuto secondo, ponendo la forza elettromotrice di contatto tra zinco e rame uguale a 0,8 volt, si ha:

$$I = \frac{86.20.0,8}{2\pi.0,1.9.10^{11}} = \text{amp. } 2,42.\ 10^{-9}.$$

È dunque un'intensità estremamente piccola. Ma un galvanometro sensibilissimo e ad alta resistenza accusa una deviazione di 4 o 5 mm. su di una scala alla distanza di 2 metri. Questa deviazione cambia di segno col cambiare del senso della rotazione del tamburo. Inoltre, com'è naturale, la deviazione è proporzionale alla velocità di rotazione e sparisce del tutto allontanando le armature fisse.

L'apparecchio descritto ha qualche analogia col *replenisher* di W. Thomson. Ma ne differisce anzitutto per il fatto che esso è destinato a fornire una corrente elettrica anzichè delle cariche statiche. Lo studio delle intensità di queste cariche ci dà un mezzo per la determinazione della forza elettromotrice di contatto dei due metalli adoperati. Differisce ancora dal *replenisher* per la costituzione dell'armatura girevole; essa è formata da metalli eterogenei. Se fosse di un solo metallo l'intensità della corrente che si otterrebbe, sarebbe soltanto la metà. Difatti, rivestendo detta armatura di stagnola, il galvanometro accusa una deviazione solo di 2 o 3 mm.

Nella determinazione dell'intensità della corrente che p fornire questo apparecchio, non ho tenuto conto della re stenza del galvanometro; anzi ho detto che è bene che ques sia ad alta resistenza. Ciò perchè restano così aumentati g ampère-giri e realmente non è a temere che questa resistenz possa ancor diminuire l'intensità della corrente che si studia

Ho costruito un altro apparecchio, che è solo un'am pliazione del precedente. La fig. 2 ne riproduce il disegno.

In questo apparecchio la corrente viene raccolta nelle ar mature fisse e successivamente raddrizzata da un commutatore portato dall'asse girante delle mobili.

Queste sono costituite da una serie di dieci dischi, ciascuno dei quali è per metà di zinco e per metà di rame; nella po sizione segnata in figura, tutti gli zinchi sono in alto ed i rami

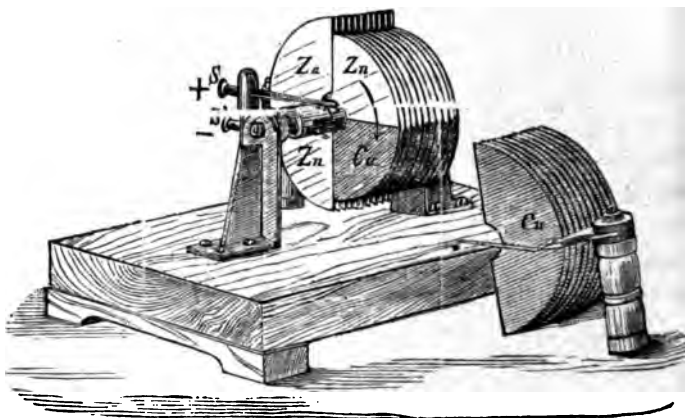



Fig. 2.

in basso. Le armature fisse sono portate da due colonnine is lanti, e costituiscono pettini formati ciascuno da undici mezzi dischi di zinco o di rame comunicanti tra loro. Questi due pet tini, quando sono entrambi messi in posto, lasciano liberi mente girare la serie di dischi mobili senza che avvenga a cun contatto.

I pettini portano una spazzola ciascuno, che appoggia s pra un anello metallico dell'asse girevole, montato su ebanite

I due anelli comunicano alla lor volta, ciascuno con una lamina di un commutatore, il cui piano di divisione delle lamine contiene anche le linee di saldatura dei due metalli che costituiscono le armature girevoli. Con ciò i due serrafili S e S' raccolgono rispettivamente, quando il tamburo gira secondo la freccia, delle cariche positive e negative.

La maggiore intensità della corrente fornita da questo apparecchio è dovuta alla maggiore superficie totale delle lamine.

Le armature mobili hanno complessivamente una superficie 1327 cmq. di rame ed altrettanti di zinco. La distanza che intercede tra un' armatura mobile ed una fissa, è di 2,5 mm. Sicchè supponendo che l'apparecchio faccia 20 giri al secondo e sia sempre 0,8 la f. e. m. di contatto tra zinco e rame, sarà :

$$I = \frac{1327.20.0,8}{2\pi.0,25.9.10^{11}} = 1,5.10^{-8}.$$

E infatti la deviazione del galvanometro è da 6 a 7 volte maggiore che nel primo caso.

Sono necessarie alcune precauzioni per il buon andamento delle precedenti esperienze. Anzitutto occorre che lo zinco sia pulito di fresco e possibilmente speculare o brunito. Se il rame non è in tali condizioni, ciò non nuoce ; anzi si ottengono deviazioni maggiori con pezzi di rame ossidati scaldandoli con una fiamma a gas. (W. Thomson).

L' isolamento, ove occorre, dev' essere fatto con ebanite. È essenziale che la puleggia che serve ad imprimere movimento al tamburo sia di legno o meglio metallica ; puleggie di ebanite, elettrizzandosi per lo strofinio della fune di trasmissione, mascherano talvolta completamente il fenomeno.

Usando tali cautele, non sono a temersi altre cause perturbatrici ; azioni termoelettriche, od elettromagnetiche non possono intervenire, giacchè permanentemente il circuito del galvanometro resta aperto.

Gli apparecchi descritti, oltre a permettere la misura della f. e. m. di contatto di due metalli eterogenei, si prestano bene alla semplice dimostrazione dell'esistenza di tal forza, o per lo

meno della esistenza di una differenza di potenziale tra i due metalli. Consideriamo il primo di questi due apparecchi. L'espressione che ci dà l'intensità della corrente fornita, ha a denominatore il valore della distanza che intercede fra le armature fisse e le mobili. Volendo dunque aumentare quella intensità, basta diminuire quella distanza. Se tale distanza fosse ad esempio di $^1/_{100}$ di mm. quell' intensità sarebbe 100 volte maggiore.

In ogni caso la corrente ottenuta è una trasformazione del lavoro occorso per vincere le azioni mutue delle cariche elettriche esistenti sulle varie parti dell'istrumento.

3. Poichè secondo l'enunciato di Volta, metalli eterogenei posti in comunicazione metallica sono a potenziali elettrici differenti, essi debbono, se convenientemente disposti, attirarsi.

Sperimentalmente quest' attrazione non era stata ancora verificata. Anzi, Lord Kelvin, in un suo recente lavoro è d'avviso che sarebbe estremamente difficile se non del tutto impossibile, di mostrare per mezzo di esperimento, l' attrazione di due dischi metallici eterogenei. Realmente, rimanendo nel caso di due dischi piani e paralleli nell'aria, non si arriva a scorgere nessun fenomeno attrattivo. Ma usando speciali accorgimenti si può nettamente constatare l'attrazione di pezzi metallici.

Consideriamo due corpi metallici eterogenei; come abbiamo veduto, dopo essere stati riuniti metallicamente, o dopo essere stati scaricati al suolo, essi sono a potenziali differenti. Gli strati elettrici che ricoprono i due metalli esercitano tra loro una forza in generale attrattiva. La forza newtoniana che, contemporaneamente, agisce tra le due masse metalliche, sarà generalmente diversa dalla forza elettrica. Nei casi di cui mi occuperò, la forza newtoniana, agendo tra piccole masse poste in vicinanza, è di un ordine di grandezza molto inferiore alla forza elettrica.

La disposizione sperimentale che mi ha dato i migliori risultati è la seguente. Un filo di quarzo dello spessore di $^1/_{100}$ di mm. od anche meno e di 10 cm. di lunghezza, è argentato

su tutta la sua superficie. La sua estremità superiore, ramata per picol tratto, è saldata ad un fil di rame rigido, isolato.

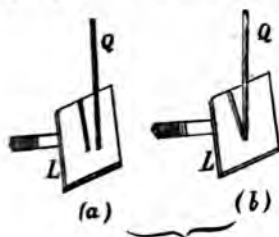



Fig. 3.

La estremità inferiore, molto ingrandita, è rappresentata in Q nella fig. 3; accanto ad essa trovasi una lastrina quadrata di zinco speculare, di 1 cm. di lato, che può venire accostata al fil di quarzo, mediante un finissimo movimento a vite. Tutto il sistema è chiuso ermeticamente dentro una scatola di vetro dal di fuori della quale possono a volontà stabilirsi comunicazioni elettriche, sia col fil di quarzo che con la lastrina di zinco, e questa può spostarsi mediante la vite.

Con un microscopio il cui asse ottico è normale al fil di quarzo, e poco inclinato sul piano della lastrina di zinco, si riesce facilmente ad osservare l'estremità Q, e la sua immagine inflessa dalla lastrina.

Il filo di quarzo dev'essere alquanto inclinato sullo zinco, in guisa che, quando è avvenuto il contatto, si osservi al microscopio un'immagine simile al (*b*) della fig. 1.

L'artificio indicato, di osservare oltre che il filo anche la sua immagine, riesce utilissimo a scoprire i piccoli movimenti di quello. Le esperienze che descriverò possono ripetersi anche con un microscopio a proiezione; essi si rendono così visibili ad un intero uditorio; ma in tal caso occorre non adoprare luce molto intensa, giacchè il fil di quarzo subirebbe spostamenti dalla sua posizione di riposo, per le azioni calorifiche.

Pongansi ora il filo e la lastrina in comunicazione metallica tra loro e col suolo. Quest'ultima operazione è necessaria perchè non avvengano perturbazioni accidentali.

Osservando col microscopio il fil di quarzo, e lavorando lentissimamente colla vite, in guisa da avvicinare lo zinco, quando la distanza fra la punta Q e la sua immagine è di circa $^2/_{10}$ di millimetro, si osserva un moto brusco del filo di quarzo verso la lastrina; il filo di quarzo argentato è dunque attratto dallo zinco.

Che questa attrazione sia dovuta all' eterogeneità dei metalli è facilissimo constatare. Una lastrina d' argento non attira il fil di quarzo argentato; l'attrazione c'è sempre, anzi è più marcata, sostituendo allo zinco l'alluminio; è facile osservarla col rame; è debolissima coll'oro. Dorando il filo di quarzo, questo rimane attratto debolmente da una lastrina d'argento, niente da una d'oro. Lastrine di altri metalli si comportano sensibilmente col filo dorato come col filo argentato.

Ma al fine di studiare meglio il fenomeno, consideriamo il dispositivo della fig. 4. La lastrina L ed il filo Q sono riuniti ciascuno ai punti M e C di un filo di argentana MN, percorso dalla corrente di un accumulatore, di grande capacità e di vecchia carica. Se il filo MN è abbastanza resistente, l'accumulatore non si scarica sensibilmente durante l'esperienza e i due punti M e N restano alla differenza di potenziale di circa 2 volt; la qual cosa vien verificata di tanto in tanto con un elettrometro. Il punto di attacco C è mobile su MN, così che si può variare a volontà la differenza di potenziale tra L e Q. Pongasi il commutatore R in guisa che la corrente vada da N in M. Con ciò l' argento del filo di quarzo riceve una carica positiva; la lastrina di zinco non ne riceve nessuna essendo il punto M al suolo. Regolando convenientemente la posizione del corsoio C, si può arrivare ad un valore tale del potenziale del filo argentato, per il quale non avviene più alcuna attrazione da parte dello zinco. Se lo zinco è ben pulito e speculare, ciò corrisponde ad una differenza di potenziale, tra i punti M e C di 0,9 volt, circa.

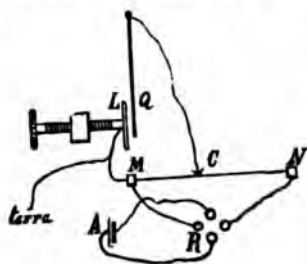



Fig. 4.

Rovesciando il senso della corrente mediante il commutatore R, può agevolmente osservarsi che l'attrazione diventa molto più viva che eliminando l'accumulatore. Il filo di quarzo comincia visibilmente a piegarsi verso la lastrina di zinco, anche per distanze di circa $^1/_2$ mm.

Appare dunque manifesto che l'attrazione sia dovuta alla differenza degli stati elettrici dei metalli adoperati. Eguagliando i potenziali dell' argento e dello zinco mediante una pila che abbia la stessa forza elettromotrice che quella esistente al loro contatto, l'attrazione sparisce, almeno sensibilmente. Secondo la teoria del Volta, ciò si potrebbe ottenere mediante una congiunzione elettrolitica del filo argentato e della lastrina.

Poichè il muovere la vite della lastrina L, genera delle scosse in tutto l'apparecchio, si può procedere così, per meglio constatare l'attrazione: Si mandi la corrente dell'accumulatore A da N in M. Essendo il corsoio C in tale posizione che la differenza di potenziale tra M e C sia di 0,9 volt, si avvicini sino a circa $^1/_{10}$ di mm. la lastrina al filo. Così non avviene attrazione, ma interrompendo la corrente, si osserva subito la caduta brusca del filo sullo zinco. Lasciando la corrente interrotta, e distaccando il filo dalla lastrina, in guisa che tra di essi esista una distanza di $^1/_2$ mm., non appena si invia la corrente, ma in modo che vada da M in N, avviene ancora l'attrazione.

Dalle precedenti esperienze si deduce un metodo semplice e rapido per misurare la f. e. m. di contatto di due metalli, o meglio di un metallo qualunque con l'argento; basta all'uopo osservare quale è la f. e. m. necessaria per annullare l'attrazione. Benchè il metodo non offra a prima vista una grande precisione, a causa oltre che della piccolezza del fenomeno, della incertezza dello stato superficiale dell'argento che ricopre il filo, pure mi è stato facile ordinare così alcuni metalli:

Alluminio	+ 1,1 volt	Rame	+ 0,40
Zinco	+ 0,9	Argento	0,00
Ferro	+ 0,5	Oro	— 0,2.
Ottone	+ 0,45		

È notevole il fatto che ho trovato costantemente l'oro alquanto più negativo dell'argento, mentre Pellat pone l'oro e l'argento quasi sullo stesso gradino della scala di Volta.

Lord Kelvin, dicendo dell' attrazione che dovrebbe sussistere fra due dischi metallici eterogenei, afferma che essa ha

luogo quando essi sono riuniti metallicamente. Ora ciò, benchè sia esatto, non è praticamente sempre necessario. Supponiamo infatti, che i due dischi sieno uniti ciascuno ad una grande capacità metallica che sia stata scaricata al suolo, e successivamente isolata. È chiaro che allora l'attrazione deve poter avvenire egualmente, giacchè all'avvicinarsi dei due dischi, le due capacità forniscono a ciascuno di essi le quantità di elettricità necessarie per mantenerli agli stessi potenziali.

Nelle esperienze descritte avviene alcunchè di simile. Infatti l'attrazione della lastrina di zinco e del filo argentato avviene egualmente anche nel caso in cui essi sono isolati. E così dev'essere, giacchè le regioni attraentisi sono piccolissime di fronte al resto.

È assai difficile calcolare a priori il valore della forza attrattiva nel caso sperimentale descritto. Se invece si hanno due dischi uguali, di area A, posti alla distanza D, piccola di fronte al diametro dei dischi e tra i quali esiste la differenza di potenziale V, si dimostra che la loro forza attrattiva P è:

$$P = \frac{V^2 A}{8 \pi D^2}.$$

Per avere un'idea dell'ordine di grandezza delle forze con cui si ha da fare, supponiamo che del filo di quarzo e della lastrina agiscano solo due elementi di superficie di area A ciascuno. Nella fig. 5 è indicato in OQ il filo di quarzo; il punto L è quello della lastrina di zinco che immaginiamo come agente. In seguito all'attrazione il filo OQ viene in OE. Se P è il peso del filo di quarzo, l la sua lunghezza; se $EL = x$; $QL = a$, la forza agente sull' estremo E secondo EL, è $\frac{P(a-x)}{2l}$. Ciò supponendo che il filo di quarzo sia rigido è fissato a cerniera sulla sua estremità superiore. Quella forza dev'essere eguale, per l' equilibrio, all' attrazione delle due aree ipotetiche considerate e cioè:

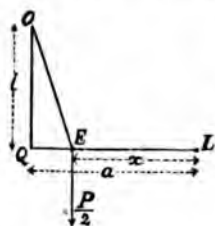



Fig. 5.

$$\frac{P(a-x)}{2l} = \frac{V^2 A}{8 \pi x^2}$$

od anche:

$$(a - x) x^2 = \frac{V^2 A l}{4 \pi P} .$$

Affinchè possa sussistere questa equazione, occorre che il massimo valore che può prendere il primo membro, per un dato valore di a, al variare di x, sia maggiore del 2° membro che è costante; e cioè, derivando rispetto ad x ed eguagliando a zero:

$$2x (a - x) - x^2 = 0 \text{, cioè: } x = \frac{2a}{3} .$$

E allora dev'essere:

$$\frac{4a^3}{27} > \frac{V^2 A l}{4 \pi P} .$$

Se invece eguagliamo i due membri, si ha:

$$a^3 = \frac{27}{16 \pi} \cdot \frac{V^2 A l}{P} .$$

In tal caso, la distanza a è quella che corrisponde all' istante in cui avvicinando la lastrina al filo di quarzo, questo viene bruscamente a precipitarsi su quella.

Dalla precedente espressione si ha anche:

$$A = \frac{16}{27} \pi \frac{a^3 . P}{V^2 . l} .$$

Con l'apparecchio da me adoperato si può ritenere che occorre portare la lastrina di zinco sino al $^1/_{10}$ di mm. dal filo di quarzo affinchè avvenga l'attrazione. Ammesso che nel caso ipotetico delle due aree che abbiamo posto, si abbia lo stesso valore per quella distanza, sarà:

$$x = \text{cm. } 0{,}01$$

quindi:

$$a = \frac{3}{2} x = 0{,}015 \text{ cm.}$$

Sostituiamo nell'espressione di A i valori delle quantità che vi rientrano, ricavati dall'apparecchio adoperato. Essi sono:

$P = 0{,}032$ dine;
$l = 10$ cm.
$V = 0{,}9$ volt $= 0{,}003$ unità C. G. S. elettrost.

Si ha dunque:

$$A = \frac{16 . \pi . \overline{0,015}^2 . 0,032}{27 . \overline{0,003}^2 . 10} = 0,22 \text{ mmq.}$$

Il caso ideale delle due aree di argento e di zinco, si potrebbe realizzare, servendoci di un dischetto d'argento fissato alla estremità inferiore del filo, ed avente una superficie di solo 2 decimi circa di mmq. A questo disco ne dovrebbe star di fronte un altro di zinco dello stesso diametro. La piccolezza delle aree di questi dischi rende verosimile l'ipotesi che sieno aree dello stesso ordine di grandezza, quelle che mutuamente si attirano nell'esperienza descritta.

Giacchè l'esperienza ha dimostrato che metalli eterogenei si attirano, potrebbe sorgere l'idea che metalli omogenei, che sono quindi carichi allo stesso potenziale, debbano respingersi. Ora se si sostituisce nell'esperienza precedente alla lastrina di zinco una di argento, non solo non si osserva attrazione alcuna, ma nemmeno alcuna sensibile ripulsione. Ciò si può spiegare nel modo seguente: Mentre le quantità di elettricità esistenti sopra i due elementi vicini dei due metalli eterogenei, nel caso dell'attrazione, sono enormi in confronto di quelle che possederebbero se fossero scostati, nel caso dei due metalli eguali non si ha accrescimento nella distribuzione elettrica, anzi tendenza ad annullarsi dei valori delle due densità elettriche superficiali; e quindi nessuna sensibile reciproca azione.

Anche con bilance di torsione ho potuto constatare l'attrazione di metalli eterogenei. La difficoltà, in cui s'incorre in simile esperienza, proviene dalla resistenza che incontra un disco ad avvicinarsi all'altro nello scacciare lo strato d'aria esistente tra i due. Dovetti dunque ricorrere ad esperienze eseguite nel vuoto. Dentro una cassetta di vetro è sospeso un piccolo braccio portante ai suoi estremi due dischetti verticali di ottone dorato del diametro di due centimetri; uno di questi non ha che lo scopo di

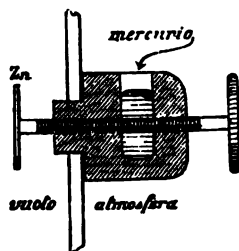



Fig. 6.

controbilanciare il peso dell'altro che è quello che serve. Un disco di zinco è portato da una vite che lavora su una madrevite di ebanite fissata con mastice in un foro praticato in una delle pareti verticali della scatola di vetro, e una chiusura a mercurio, come è indicato nella fig. 6, garantisce una buona tenuta, anche per vuoti molto spinti. Lavorando colla vite dal di fuori della scatola, si possono far combaciare i due dischi d' oro e di zinco.

Il braccio portante il disco dorato è sospeso ad un lungo filo metallico che è retto dentro un tubo verticale, anch' esso a tenuta d' aria. Uno specchio portato dal sistema mobile, permette di osservarne i movimenti. Dal di fuori della cassetta possono stabilirsi comunicazioni metalliche sia col disco d' oro, sia con quello di zinco.

Con questo apparecchio, quando il vuoto è molto spinto, ($^{1}/_{500}$ di mm.) si possono ripetere le stesse esperienze che sono state descritte pel filo di quarzo argentato, ma occorre un tempo molto maggiore. Si ottiene infatti bruscamente l'attrazione del disco di zinco e di quello d' oro, quando questi non sono che ad una piccola frazione di mm. di distanza. Questa attrazione può essere annullata od aumentata, mediante il collegamento dei due metalli coi poli di un conveniente elemento di pila.

Ho voluto accennare a queste ultime disposizioni per far vedere come in isvariate guise si possano ripetere le esperienze descritte; ma il metodo più sicuro, più semplice e di una evidenza rimarchevole è sempre quello del filo di quarzo argentato.

Concludo notando che l' attrazione di metalli eterogenei, oltre a potersi dimostrare sperimentalmente in modo abbastanza facile, fornisce un nuovo metodo per la determinazione della forza elettromotrice di contatto. Questo metodo che, in ogni caso è abbastanza rapido, può anche essere suscettibile di alquanta precisione, se convenientemente adoperato, giacchè esso è metodo di riduzione a zero.

Istituto fisico della Università di Roma
Febbraio 1899.

SULL'IMPIEGO DEI CONDENSATORI NELLE TRASMISSIONI DI ENERGIA ELETTRICA A CORRENTI ALTERNATE, E LORO COSTRUZIONE INDUSTRIALE.

del Prof. LUIGI LOMBARDI.

(Dalla Memoria premiata dal R. Istituto Lombardo di Scienze e Lettere nel concorso al Premio Kramer 1897).

L' impiego dei condensatori nelle trasmissioni di energia elettrica mediante correnti alternate, è tra i più interessanti problemi di elettrotecnica, e ciò sopratutto perchè un impiego razionale di condensatori permetterebbe in molti casi di trasmissione dell'energia a grandi distanze di realizzare notevoli economie nell' impianto della linea e nell' utilizzazione delle macchine. Fin'ora una tale applicazione sistematica non si fece, eccetto che in alcuni casi particolari, il più comune dei quali è quello di realizzare in circuiti locali piccole correnti di fase spostata, generalmente allo scopo di mettere in marcia motori asincroni.

L'A. quindi tratta sistematicamente la questione e per ciò discute da prima i più importanti fenomeni dovuti alla presenza di una capacità elettrostatica in un circuito di corrente alternata, e di poi tratta della costruzione industriale dei condensatori, in base ad esperienze originali ed ai criteri più generalmente adottati.

Parte I.

Teoria dei circuiti di corrente alternata contenenti capacità elettrostatica.

I. Capacità localizzata in una sezione del circuito contenente resistenza e selfinduzione.

1. *Si supponga data la f. e. m. sinusoidale nel circuito.* — Sia C la capacità del condensatore inserito nel circuito la cui resistenza ohmica totale è R e la selfinduzione L; con p si in-

dichi la differenza di potenziale fra le armature, con e la f. e. m. agente nel circuito in un istante qualunque t in cui la corrente ha l'intensità i. Sia

$$e = E \cos mt$$

la legge sinusoidale secondo cui la f. e. m. varia in funzione del tempo.

Dalle equazioni del circuito si ricava per i valori di p ed i:

$$p = \frac{E}{\sqrt{(1-m^2LC)^2+(mRC)^2}} \cos\left(mt - \text{arctg}\,\frac{mRC}{1-m^2LC}\right);$$

$$i = \frac{mCE}{\sqrt{(1-m^2LC)^2+(mRC)^2}} \cos\left(mt + 90^\circ - \text{arctg}\,\frac{mRC}{1-m^2LC}\right).$$

Il rapporto tra i valori efficaci della differenza di potenziale sulle armature del condensatore e della f. e. m. è:

$$\frac{P}{E} = \frac{1}{\sqrt{(1-m^2LC)^2+(mRC)^2}}.$$

Se R è molto piccolo, si può ritenere per questo rapporto il valore $\frac{1}{1-m^2LC}$ il quale può diventar grandissimo quando m^2LC differisce poco dall'unità.

Se $m^2LC = 1$ si ha:

$$p = \frac{E}{mRC} \cos(mt - 90^\circ)$$

$$i = \frac{E}{R} \cos(mt).$$

Si suol dire in questo caso che l'azione della capacità neutralizza quella della selfinduzione, perchè la corrente ha in ogni istante la stessa intensità che la f. e. m. darebbe in un circuito di sola resistenza ohmica R. Questa condizione si denomina anche di « risonanza » e non è realizzabile eccettochè per una f. e. m. variabile con legge semplice sinusoidale.

2. *È data la differenza di potenziale fra due punti del circuito.* — Esistono in questo caso relazioni analoghe alle precedenti. Se R_1 ed L_1 rappresentano la resistenza e selfindu-

zione della porzione esterna del circuito, in cui è inserito il condensatore e se

$$p' = P' \cos mt$$

è la differenza di potenziale data, variabile con legge sinusoidale, il rapporto delle differenze efficaci di potenziale è:

$$\frac{P}{P'} = \frac{1}{\sqrt{(1 - m^2 L_1 C)^2 + (m R_1 C)^2}} .$$

Questo rapporto è massimo, quando la capacità del condensatore è:

$$C_* = \frac{L_1}{m^2 L_1^2 + R_1^2} .$$

Se varia solamente la frequenza della differenza di potenziale alternativa, lo stesso rapporto diventa massimo per la frequenza che corrisponde alla condizione di risonanza.

La verifica sperimentale di queste deduzioni teoriche è stata eseguita dall' A. in una serie sistematica di misure; le esperienze risultarono in accordo perfetto coi risultati analitici.

3. *La selfinduzione è realizzata mediante ferro.* — Si deve ammettere in questo caso, per spiegare i fenomeni di isteresi magnetica, che la polarizzazione dei pezzi di ferro non avvenga istantaneamente, ma tenga dietro all'azione della forza magnetizzante con un determinato ritardo di tempo.

Il calcolo si può eseguire assegnando alla f. e. m. di selfinduzione una fase ritardata dell'angolo corrispondente.

Se t' rappresenta il ritardo di tempo della magnetizzazione, e si pone $2\pi n t' = \nu$ si ha:

$$\frac{P}{P'} = \frac{1}{\sqrt{(1 - m^2 L_1 C \cos \nu)^2 + (m R_1 C + m^2 L_1 C \operatorname{sen} \nu)^2}} .$$

Se R_1 è molto piccolo, l'espressione diventa:

$$\frac{P}{P'} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2 m^2 L_1 C \cos \nu + (m^2 L_1 C)^2}}$$

la quale ha un massimo per $m^2 L_1 C = \cos \nu$.

L'isteresi magnetica limita dunque la possibilità di elevare indefinitamente la tensione ai morsetti del condensatore mediante una combinazione di selfinduzione e capacità, quando la prima è realizzata mediante un materiale imperfettamente polarizzabile.

4. *La f. e. m. agente nel circuito non è sinusoidale.* — Rappresentando una qualunque delle grandezze alternative mediante una somma di termini sinusoidali, ogni altra grandezza si potrà considerare a sua volta come la sovrapposizione di altrettante grandezze sinusoidali, le cui ampiezze e fasi sono legate a quelle della grandezza fondamentale da relazioni analoghe a quelle già trovate nel caso più semplice.

Così se:

$$e = E_1 \cos(m_1 t + \alpha_1) + E_3 (\cos m_3 t + \alpha_3) + \ldots$$

sarà

$$p = \frac{E_1}{\sqrt{(1 - m_1^2 LC)^2 + (m_1 RC)^2}} \cos(m_1 t + \alpha_1 - \delta_1) +$$

$$+ \frac{E_3}{\sqrt{(1 - m_3^2 LC)^2 + (m_3 RC)^2}} \cos m_3 t + \alpha_3 - \delta_3) + \ldots$$

ed

$$i = \frac{E_1 C m_1}{\sqrt{(1 - m_1^2 LC)^2 + (m_1 RC)^2}} \cos\left(m_1 t + \alpha_1 - \delta_1 + \frac{\pi}{2}\right) +$$

$$+ \frac{E^3 C m^3}{\sqrt{(1 - m_3^2 LC)^2 + (m^3 RC)^2}} \cos\left(m_3 t + \alpha_3 - \delta_3 + \frac{\pi}{2}\right) + \ldots$$

La condizione di perfetta risonanza, per cui $i = \frac{e}{R}$, si avrà solo quando:

$$1 = m_1^2 LC = m_3^2 LC = \ldots$$

cioè le sinusoidi devono avere la stessa frequenza.

La differenza efficace di potenziale alle armature del condensatore sarà:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{E_1^2}{(1 - m^2 LC)^2 + (mRC)^2} + \frac{E_3^2}{(1 - 9m^2 LC)^2 + (3mRC)^2} + \ldots}$$

I resultati si possono applicare al caso in cui si vogliano eseguire misure assolute di capacità elettrostatica mediante correnti alternate generate da una macchina la cui f. e. m. differisca naturalmente poco da una forma semplice sinusoidale. Le misure in generale non si possono eseguire senza tener conto della divergenza della forma della corrente alternata dalla sinusoide, ed esse non possono offrire grande sicurezza se non quando tale divergenza è molto esigua.

5. *Il dielettrico presenta una certa conduttività ed isteresi elettrostatica.* — Nei casi pratici le armature del condensatore sono sempre separate da un mezzo che non ha proprietà di isolante e di dielettrico perfetto, e sebbene in molti casi le divergenze non si pronuncino così sentitamente da modificare in modo sensibile i risultati già trovati, tuttavia può interessare nel caso più generale di tenerne conto con espressioni più complete.

Se $p = P \cos(mt)$ è la differenza di potenziale sinusoidale fra le armature, e W la resistenza d'isolamento, si ha:

$$i = P \sqrt{\frac{1}{W^2} + m^2 C^2} \cos(mt + \operatorname{arctg} m\,CW).$$

La conduttività del mezzo ha dunque per effetto di aumentare l'intensità efficace della corrente e diminuirne la differenza di fase rispetto alla differenza di potenziale tra le armature. Nell'interno del condensatore si consuma una quantità d'energia elettrica $\frac{P^2}{W}$. Se il mezzo è anche un dielettrico imperfetto, la fase della carica viene ritardata rispetto a quella del potenziale di un certo tempo t' a cui corrisponde un certo angolo $2\pi n t' = mt'$; viene quindi ancora modificata l'intensità efficace e la fase della corrente.

L'energia dissipata fra le armature è

$$P^2 \left(\frac{1}{W} + m\,C \operatorname{sen} mt' \right).$$

Per tal modo dalla misura di questa energia si può dedurre la grandezza di quel ritardo di polarizzazione.

6. *Nel circuito sono inseriti in serie parecchi sistemi resistenza e selfinduzione, intercalati con condensatori di determinata capacità.* — Le formule e i risultati sono gli stessi che se si avesse un circuito dove sono inseriti in serie una resistenza ohmica uguale alla somma di tutte le resistenze, una selfinduzione uguale alla somma delle selfinduzioni, ed una capacità uguale a quella di tutti i condensatori in serie.

7. *La distribuzione del potenziale e della corrente non è giunta ancora a regime.* — Ciò avviene, p. es., nei primi istanti all'inserzione di un circuito contenente un condensatore; è interessante vedere in questo caso se la capacità e la selfinduzione non diano per avventura luogo a sopraelevazioni pericolose di tensione.

Se si suppone che la f. e. m. del circuito abbia una forma sinusoidale $e = E \operatorname{sen} mt$ e che $4L > R^2C$, nel qual caso anche la semplice carica o scarica del condensatore sarebbe oscillante, si trova:

$$i = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{mC} - mL\right)^2}} \operatorname{sen}\left[mt + \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{mCR} - \frac{mL}{R}\right)\right] +$$

$$+ A e^{-\frac{R}{2L}t} \operatorname{sen}\left[\frac{\sqrt{4LC - R^2C^2}}{2LC}t + \varphi\right]$$

dove A e φ sono due costanti d'integrazione.

Per le applicazioni pratiche basta osservare che si ha una sopraelevazione momentanea di tensione, la quale però non oltrepassa i limiti che il condensatore può sopportare con sicurezza.

II. Circuito lungo il quale la capacità è distribuita con continuità

8. Se il conduttore non presenta selfinduzione apprezzabile, e il mezzo che lo circonda è perfettamente isolante, il problema è analogo a quello della propagazione del calore nelle aste che non hanno conduttività esterna.

La trattazione si potrà fare con metodi analoghi a quelli con cui si discutono i problemi del movimento del calore e delle vibrazioni elastiche.

a) CIRCUITO CONTENENTE SOLO RESISTENZA E CAPACITÀ.

9. Se si indicano con r e c la resistenza e la capacità del conduttore per unità di lunghezza, e se x rappresenta l'ascissa contata lungo l'asse di esso, di cui a è la lunghezza totale, se l'ultimo capo del conduttore è a terra ed al primo capo si mantiene un potenziale variabile con legge sinusoidale, in modo che sia:

$$(p)_0 = P_0 \cos mt; \qquad (p)_a = 0,$$

si trova per una sezione qualunque la differenza efficace di potenziale espressa da:

$$P = P_0 \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} - 2\cos 2\lambda(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} - 2\cos 2\lambda a}}$$

e l'intensità efficace di corrente da:

$$I = P_0 \sqrt{\frac{2\pi nc}{r}} \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} + 2\cos 2\lambda(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} - 2\cos 2\lambda a}}\ .$$

Differenza di potenziale e intensità di corrente in una sezione qualunque presentano tra loro una differenza di fase di $\frac{\pi}{4}$. Se il conduttore ha lunghezza notevole, così che si possa ritenere con approssimazione $e^{-2\lambda a}=0$, le formule che in tal caso dànno i valori di p ed i, dimostrano che il potenziale e l'intensità di corrente subiscono in ogni sezione una variazione alternante con ampiezza e fase diversa. La propagazione lungo il conduttore si fa per onde aventi velocità tanto maggiore quanto più grande è la frequenza. Il fatto ha importanza grande nelle trasmissioni telefoniche, perchè per esso si altera la forma delle correnti trasmesse.

10. L'A. ha confermato sperimentalmente le deduzioni teoriche, adoperando due cavi artificiali: il 1° composto di 300 lampade ad incandescenza in serie, aventi in complesso una

resistenza ohmica di 365,000 ohm., e di 300 condensatori a carta paraffinata di circa 2 microfarad, di cui un'armatura era a terra e l'altra collegata coi punti di connessione delle lampade successive; il 2° composto solo di 10 lampade aventi una resistenza di 374 ohm ciascuna e di altrettanti condensatori aventi la capacità di circa 1 microfarad.

b) CIRCUITO CONTENENTE SELFINDUZIONE E CAPACITÀ.

11. Il caso di un conduttore avente unicamente resistenza e capacità uniformemente distribuite, interessa essenzialmente il problema delle trasmissioni telegrafiche e telefoniche, dove la resistenza e selfinduzione degli apparecchi può essere trascurabile rispetto alla resistenza della linea.

Le condutture destinate alla trasmissione industriale di corrente più generalmente hanno una resistenza piccola di fronte alla resistenza e selfinduzione degli apparecchi di utilizzazione, e molte volte hanno una così piccola capacità che le variazioni relative della corrente a questa dovute sono insensibili. Tuttavia si possono presentare fenomeni interessanti quando non è trascurabile la capacità e la selfinduzione uniformemente ripartita nel circuito.

12. *Caso di una piccola resistenza e di una tensione sinusoidale.* — Se il potenziale al primo capo del circuito varia con legge sinusoidale, ed il secondo capo è isolato, la differenza efficace di potenziale in una sezione qualunque ha per espressione:

$$P = P_0 \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} + 2\cos 2\mu(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} + 2\cos 2\mu a}}$$

dove le lettere mantengono il significato loro attribuito precedentemente.

L'intensità efficace di corrente è:

$$I = P_0 \frac{\sqrt{mC}}{\sqrt[4]{R^2 + m^2 L^2}} \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} - 2\cos 2\mu(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} + 2\cos \mu a}}\,.$$

Le espressioni si semplificano notevolmente se gli elementi del circuito sono tali che si possano trascurare $\frac{R^2}{m^2L^2}$ e $\lambda^2 a^2$.

In generale se la capacità non è grande, (basta per ciò che sia piccola la resistenza rispetto alla selfinduzione) la fase del potenziale nelle diverse sezioni del conduttore varia pochissimo, e la differenza efficace di potenziale nell' ultima sezione è espressa in funzione di quella iniziale da :

$$P_a = \frac{P_0}{\cos \mu a} .$$

La differenza di potenziale all' estremo di un conduttore aperto avente selfinduzione e capacità è dunque sempre maggiore di quella iniziale ; se la resistenza è molto piccola la sopraelevazione di tensione può diventare grandissima.

Uno studio sistematico sperimentale fu eseguito mediante un cavo artificiale costituito da 10 spirali di grosso filo di rame, aventi una resistenza di circa 2 ohm e un coefficiente di selfinduzione di circa 0,075 henry ciascuna, e da altrettanti condensatori a carta paraffinata aventi una capacità di circa 1 microfarad.

13. *Caso di una piccola capacità.* — Se il conduttore è costituito da un semplice filo teso nell'aria a una certa altezza sul suolo, è :

$$P_x = P_0 \left[1 + \frac{m^2 LC}{2} \left(2 \frac{x}{a} - \frac{x^2}{a^2} \right) \right] ;$$

$$I_x = P_0 m C \left(1 - \frac{x}{a} \right) \left[1 + \frac{1}{2} m^2 LC - \frac{1}{6} m^2 LC \left(1 - \frac{x}{a} \right)^2 \right] ,$$

e se $m^2 LC$ può trascurarsi di fronte all'unità è :

$$I_x = P_0 m C \left(1 - \frac{x}{a} \right) .$$

In questo caso l'energia dissipata per effetto di Joule nella resistenza della linea, è semplicemente :

$$W = \frac{1}{3} R P_0^2 m^2 C^2 .$$

14. *Conduttività del mezzo ambiente.* — È utile considerare il caso di un conduttore aperto, dove resistenza, selfinduzione e capacità sono uniformemente distribuite, ma dove

l'isolamento non è perfetto. Se h indica la conduttività del coibente per unità di lunghezza del conduttore, la tensione efficace in una sezione qualunque risulta:

$$P = P_0 \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} + 2\cos 2\mu\,(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} + \cos 2\mu a}},$$

dove λ e μ sono costanti.

La tensione al secondo capo del conduttore è:

$$P_a = P_0 \frac{2}{\sqrt{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} + 2\cos 2\mu a}}.$$

Nei casi pratici si può ritenere con molta approssimazione

$$P = P_0 \left[1 + \frac{1}{2} m^2 LC - \frac{1}{2} h R a\right].$$

La sopraelevazione della tensione dovuta all' effetto combinato della capacità e selfindunzione, è dunque diminuita, per l'imperfetto isolamento, di una quantità proporzionale alla conduttività esterna.

15. *Circuito chiuso contenente resistenza, selfinduzione e capacità, uniformemente distribuite.* — Si suppone ancora mantenuta al primo capo una tensione alternativa sinusoidale, ma al secondo la tensione sempre nulla.

La tensione efficace in una sezione qualunque, è:

$$P = P_0 \sqrt{\frac{e^{2\lambda(a-x)} + e^{-2\lambda(a-x)} - 2\cos 2\mu\,(a-x)}{e^{2\lambda a} + e^{-2\lambda a} - 2\cos 2\mu a}}.$$

Se la resistenza è piccola, e la selfinduzione e la capacità non sono molto grandi, è semplicemente:

$$P = P_0 \left(1 - \frac{x}{a}\right).$$

16. *Fase variabile iniziale.* — Resterebbe da discutere la forma della variazione iniziale delle grandezze elettriche, quando al primo capo del circuito chiuso od aperto si stabilisce improvvisamente la differenza di potenziale di regime, contenendo il cavo resistenza, selfinduzione e capacità uniformemente distribuite. Si supponga dapprima il caso di un circuito aperto.

Il potenziale, in una sezione qualunque di ascissa x al tempo t, risulta dalla sovrapposizione di tante grandezze variabili con legge oscillante, in forma di onde, la cui durata è rispettivamente rappresentata da:

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\pi^2}{4LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}, \quad T_2 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{9\pi^2}{4LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}, \ldots .$$

e cioè reale se $\frac{\pi^2 L}{C} > R^2$. Se la resistenza è piccola di fronte alla selfinduzione, si potrà ritenere:

$$T_1 = 4\sqrt{LC}, \quad T_2 = \frac{4}{3}\sqrt{LC}, \quad T_3 = \frac{4}{5}\sqrt{LC}, \ldots ;$$

cresceranno cioè le frequenze come i numeri dispari consecutivi.

All'estremo del cavo, quando la resistenza è molto piccola di fronte alla selfinduzione, è:

$$p_1 = P_0 \left(1 + e^{-R\sqrt{\frac{C}{L}}}\right).$$

Il potenziale subisce cioè al secondo capo del cavo oscillazioni tali che il valore massimo da esso raggiungibile, è doppio del valore di regime.

III. Sistema di circuiti in parallelo.

17. In un sistema complesso di circuiti cogli estremi collegati comunque ognuno di essi può essere considerato in quanto contiene una determinata resistenza e selfinduzione, ed una capacità localizzata in un'unica sezione od uniformemente ripartita lungo il conduttore.

La distribuzione del potenziale e della corrente in ciascun ramo può dunque determinarsi in funzione della tensione agli estremi corrispondenti.

Le formule complete nei casi più generali sono complicatissime; in casi speciali però esse possono semplificarsi notevolmente, e sono i casi che occorre anche più sovente di considerare.

Il caso generale più semplice è quello in cui tutti i conduttori sono inseriti in parallelo tra due punti di termine comuni, e ciascuno contiene resistenza, capacità e selfinduzione. In tal caso le singole correnti hanno intensità efficaci inversamente proporzionali alle impedenze dei circuiti, e fasi caratterizzate dal rapporto della reattanza alla resistenza. L'intensità e la fase della corrente risultante si hanno componendone i vettori rappresentanti facenti tra loro angoli corrispondenti.

Però il caso più frequente nella utilizzazione industriale dei condensatori è quello in cui due soli circuiti sono inseriti tra estremi comuni l' uno contenente solo resistenza e selfinduzione determinate, l' altro contenente un condensatore di notevole capacità. Il problema è stato trattato replicatamente assegnando alla f. e. m. di selfinduzione la stessa fase delle variazioni di corrente. In pratica però gli apparecchi di utilizzazione della corrente che possəggono selfinduzione notevole contengono sempre ferro, la cui polarizzazione magnetica si fa con certo ritardo di tempo t_1' rispetto all'azione della forza magnetizzante.

Per tener conto di questo ritardo, che spiega i fenomeni di isteresi magnetica, occorre assegnare alla f. e. m. di selfinduzione una fase diversa di un angolo corrispondente al ritardo. Se a sua volta il condensatore fosse costituito da un dielettrico imperfetto, la cui polarizzazione fosse ritardata rispetto all'azione della forza elettrostatica di un certo tempo t_1' si dovrebbe assegnare alla corrente di carica una fase differente dell'angolo corrispondente.

18. Se si suppongono derivati parallelamente tra due punti, dove è mantenuta una differenza di potenziale alternativa sinusoidale, due circuiti, di cui uno contenente solo resistenza e selfinduzione e l' altro contenente inoltre un condensatore di certa capacità, caratterizzando con l'indice 1 gli elementi del circuito che è attraversato dalla corrente risultante, con gli indici 2 e 3 quelli dei circuiti paralleli, e se si suppone, come avviene generalmente nei casi pratici, che nel circuito 2 sia piccola la resistenza ohmica rispetto alla selfinduzione, si ha per l'intensità di corrente:

$$i_2 = I_2 \operatorname{sen}(mt - 90^\circ + mt_2' + \alpha)$$

dove

$$I_2 = \frac{P}{mL_2} \text{ ed } \alpha = \operatorname{arctg} \frac{R_2}{mL_2 \cos mt_2'}.$$

Nel circuito 3 sarà piccola la selfinduzione e la resistenza ohmica, ed il ritardo di polarizzazione dielettrica sarà esiguo, onde:

$$i_3 = I_3 \operatorname{sen}(mt + 90^\circ - mt_3' - \beta)$$

dove

$$I_3 = m\,CP \text{ e } \beta = \operatorname{arctg} \frac{mC\,R_3}{1 - m^2 L_3 C \cos mt_3'}.$$

L'intensità efficace della corrente risultante si esprime in funzione di quelle delle correnti derivate:

$$I_1^2 = I_2^2 + I_3^2 - 2\,I_2 I_3 \cos(mt_2' + mt_3' + \alpha + \beta + \gamma)$$

dove $\gamma = \operatorname{arctg} \frac{1}{m\,CW}$ e W è la resistenza del coibente tra le armature del condensatore.

19. Una combinazione di due circuiti paralleli della forma descritta, alimentati con una differenza di potenziale alternativa sinusoidale, può utilmente adottarsi per misure dell'energia dissipata nei dielettrici o in materiali magnetici, col metodo dei tre elettrodinamometri.

20. *Circuiti per corrente di intensità efficace costante.* — In casi particolari può interessare di combinare parallelamente sistemi di circuiti o conduttori contenenti selfinduzione e capacità, per realizzare in uno di essi la costanza di uno degli elementi elettrici al variare degli altri. Parecchie disposizioni sono state ideate per conseguire in un tratto di circuito una intensità di corrente alternata efficace costante. Una delle più semplici ed ingegnose è stata recentemente proposta da Boucherot, ed è schematicamente rappresentata dalla figura di un quadrilatero di Wheatstone, di cui due lati opposti contengono due condensatori, e gli altri due spirali di selfinduzione. Se in una delle diagonali si lascia agire una f. e. m. alternativa tale che ai vertici opposti del parallelogramma si abbia una differenza di potenziale efficace costante, nella diagonale

contenuta fra gli altri due vertici l' intensità efficace di corrente può rimanere fra determinati limiti di approssimazione costante al variare della resistenza apparente.

La dimostrazione di questa proprietà che Boucherot ha fatto sperimentalmente e a cui Janet ha applicato il suo metodo di trattazione mediante gli immaginari, l'A. la dà nel modo più semplice scrivendo le equazioni di Kirchhoff pei valori momentanei delle correnti ai nodi e nei perimetri chiusi contenenti il sistema, non altrimenti che nel caso del ponte ordinario.

IV. Azione della capacità nei circuiti di trasformatori.

21. Il caso più semplice è quello in cui un condensatore di capacità C sia inserito nel circuito secondario di un trasformatore, contenente una resistenza ohmica R_2 ed induttanza L_2, mentre il primario ha resistenza R_1 ed induttanza L_1 ed il coefficiente di induzione mutua è M. Nel circuito primario agisca una f. e. m. sinusoidale, ed alle f. e. m. di induzione propria e mutua si assegnino fasi ritardate di un angolo mt' per tener conto dell'isteresi magnetica. Nei casi pratici le resistenze saranno piccole rispetto alle induttanze, e si possono anche ritenere nulle; inoltre nel circuito secondario l' induttanza sarà limitata alla porzione del circuito interno al trasformatore, mentre quella del primario si comporrà in generale della selfinduzione delle spire primarie che indicheremo ancora con L_1, e di quella L_0 della porzione esterna del circuito. Nelle condizioni pratiche di un trasformatore ordinario a corrente alternata, supponendo che tra i due circuiti interceda unicamente l'induzione mutua dovuta alle due spirali, si potrà ammettere:

$$L_1 L_2 = M^2 ; \text{ ponendo } \nu = 2\pi n t_1$$

si trovano per le intensità di corrente le espressioni:

$$i_1 = \frac{E\sqrt{1 + m^2 L_2^2 C^2 - 2m^2 L_2 C \cos \nu}}{A} \cos\left(mt + \nu - \frac{\pi}{2} + \alpha_1 - \beta_1\right)$$

$$i_2 = \frac{Em^2 MC}{A} \cos\left(mt - \frac{\pi}{2} - \beta_1\right)$$

con

$$A = \sqrt{(L_0 + L_1)^2 m^2 + m^6 L_0^2 L_2^2 C^2 - 2(L_0 + L_1) L_0 L_2 C m^4 \cos \nu}.$$

La differenza di potenziale fra le armature del condensatore, che è anche la tensione secondaria del trasformatore, è:

$$p = \frac{E\, m M}{A} \operatorname{sen} \left(mt - \frac{\pi}{2} - \beta_1\right).$$

Fra le intensità efficaci delle correnti possa una relazione semplice; se N_1 e N_2 sono rispettivamente i numeri di spire primarie e secondarie, si ha:

$$I^2_1 = I^2_{1 \cdot 0} + \left(I_2 \frac{N_2}{N_1}\right)^2 - 2 I_2 I_{1 \cdot 0} \frac{N_2}{N_1} \cos \nu$$

rappresentando con $I_{1 \cdot 0}$ l'intensità efficace della corrente primaria quando il circuito secondario è rotto e non vi è inserita alcuna capacità. Questa relazione può utilizzarsi per una misura sistematica del ritardo della polarizzazione magnetica.

22. *Influenza della dispersione magnetica sul rapporto di trasformazione.* — La variazione della tensione primaria e secondaria di un trasformatore, quando è mantenuta costante la f. e. m. nel primario, e nel secondario è inserito un condensatore di varia capacità, fu sperimentalmente rilevata nel 1890 da Siemens e discussa da Fleming. Alla stessa occasione fu osservata una variazione del rapporto di trasformazione fra 4,3 e 5,7 al variare della capacità fra 0 e 0,65 microfarad.

Nello stesso anno Ferranti rilevava in scala più ampia lo stesso fenomeno. Esperimenti sistematici furono condotti nel Gennaio 1891. Essendo la frequenza di 52 periodi per 1", le macchine senza ferro nell'armatura, con poca induttanza, la capacità nel secondario rappresentata da tratti di cavo di lunghezza variata da 0 a 6 miglia (0,3 microfarad per miglio) e la velocità ed eccitazione delle dinamo costanti, la tensione efficace primaria variava da 1875 a 2489 volt, la secondaria da 7500 a 10850, ossia il rapporto di trasformazione da 4 a 4,35. Il fenomeno ha la sua ragione nel fatto che l' ipotesi fatta $L_1 L_2 = M^2$ non è perfettamente soddisfatta.

L'A. servendosi di un apparecchio di induzione Ruhmkorff grande modello, dove il rapporto di trasformazione a vuoto era 275, ed inserendo nel secondario condensatori a lamine di vetro della capacità di 0,0118, 0,0236, 0,047 microfarad, trovò i rapporti di trasformazione

472 390 165

essendo

$$n = 52 \qquad L_1, = 0{,}048^{H} \qquad R_1 = 0{,}25^{\Omega} \qquad R_2 = 40000^{\Omega}.$$

Per contro molte serie sistematiche di misure eseguite con buoni trasformatori Ganz a circuito magnetico chiuso, dove la dispersione magnetica è certamente molto esigua, diedero rapporti di trasformazione del tutto costanti al variare la grandezza delle tensioni e la capacità nel secondario, e perfettamente concordanti col rapporto dei numeri di spire.

23. *Due circuiti qualunque aventi induzione mutua e contenenti capacità.* — Se si suppone nel primario una f. e. m. sinusoidale $e = E \operatorname{sen} mt$, le due intensità di corrente hanno per espressione:

$$i_1 = \frac{E m^2 \sqrt{R_2^2 + \left(\frac{1}{mC_2} - mL_2\right)^2}}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \operatorname{sen}\left[mt + \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha} - \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{mC_2R_2} - \frac{mL_2}{R_2}\right)\right]$$

$$i_2 = \frac{m^3 ME}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \operatorname{sen}\left(mt - 90^\circ + \operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}\right);$$

dove α e β sono costanti caratterizzate dalla frequenza e dagli elementi dei due circuiti. Il rapporto fra le due intensità efficaci di corrente è:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{mM}{\sqrt{R_2^2 + \left(\frac{1}{mC_2} - mL_2\right)^2}}$$

la differenza di fase tra di esse è:

$$-90^\circ + \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{m C_2 R_2} - \frac{m L_2}{R_2}\right).$$

24. *Capacità uniformemente distribuita nel secondario.* — Se si può prescindere dalla dispersione magnetica nel trasformatore, ammettendo $L_1 L_2 = M^2$; il rapporto tra le tensioni efficaci primaria e secondaria resta inalterato ed uguale al rapporto dei numeri di spire, sempre quando il circuito secondario è aperto, presenta cioè una resistenza infinita ed è solamente percorso da correnti di carica dovute alla capacità di condensatori inseriti nel secondario o di semplici conduttori connessi col medesimo. In quest' ultimo caso la distribuzione del potenziale e della corrente lungo la linea si fa secondo le leggi già trovate per un conduttore aperto al cui primo estremo si mantiene una tensione alternativa costante.

25. *Trasformazione doppia; capacità distribuita lungo la linea.* — È questo il caso in cui la linea collegata col secondario del primo trasformatore non è aperta, ma si connette al secondo capo con un altro trasformatore, quale suole essere necessario nelle grandi trasmissioni a fine di abbassare la tensione della linea ad un valore conveniente per gli apparecchi di utilizzazione.

La trattazione del problema nel caso generale conduce a formule complicate. Queste si semplificano ammettendo alcune ipotesi che nel maggior numero di casi pratici si possono ritenere con sufficiente approssimazione realizzate. Esse sono:

che le resistenze delle spirali primarie e secondarie dei trasformatori siano trascurabili rispetto alle induttanze;

che la resistenza della linea sia piccola rispetto alla induttanza secondaria del primo trasformatore;

che l'induttanza della linea sia piccola rispetto alla resistenza ohmica così che riesca $\frac{2\pi n L}{R}$ trascurabile;

che la resistenza stessa della linea e la sua capacità e selfinduzione siano a loro volta esigue;

che i trasformatori non presentino alcuna sensibile dispersione magnetica. Caratterizzando con gl' indici 1, 2, 3, 4 gli elementi dei circuiti primari e secondari del primo e secondo trasformatore ordinatamente, e con $m t'$ l' angolo che corrisponde al ritardo di polarizzazione magnetica, nelle ipo-

tesi suddette l'intensità efficace della corrente in un punto qualunque d' ascissa x, è data da:

$$\frac{P_1}{mL_1}\frac{N_1}{N_2}\frac{1}{R_1 + R\frac{L_4}{L_2}}\sqrt{(mL_4 + R_4 \operatorname{sen} mt')^2 + R_4^2\left[L_3 C m^2\left(1 - \frac{x}{a}\right) - \cos mt'\right]^2}.$$

Parte II.

Costruzione industriale dei condensatori.

L'economia dei condensatori nelle trasmissioni di energia elettrica con correnti alternate è essenzialmente subordinata alla possibilità di realizzare capacità elettrostatiche notevoli in condizioni da potere sopportare tensioni elevate senza notevole consumo di energia. Perciò in uno studio sulla costruzione industriale dei condensatori la questione più importante è l' esame dei diversi dielettrici in relazione alla massima forza elettrostatica a cui essi possono venire assoggettati, ed alla dissipazione di energia che in essi ha luogo per la loro parziale conduttività e per la polarizzabilità imperfetta.

Nelle note seguenti sono riassunti i risultati delle ricerche sistematiche che l'A. ha condotte in massima parte nel laboratorio di fisica del Politecnico Federale di Zurigo, a riguardo delle questioni predette.

I. Limite della forza elettrostatica nei dielettrici.

26. *Metodi ed apparecchi di misura.* — Il limite della forza elettrostatica che un dielettrico può sopportare senza lasciarsi attraversare da una scarica disruptiva è essenzialmente diverso nei diversi dielettrici, e per ciascuno varia in modo non semplice collo spessore della sostanza, con la forma e lo stato superficiale degli elettrodi e colla durata dell'azione a cui esso viene assoggettato. Non essendo facile realizzare mediante apparecchi ordinari da laboratorio elevate differenze di potenziale continue completamente costanti, e d' altra parte interessando nelle presenti ricerche unicamente la questione delle applicazioni di condensatori nelle reti di corrente alternativa, l'A. si

è servito per le determinazioni esclusivamente di tensioni alternate prodotte da ordinarie macchine industriali ed aventi una forma di variazione poco diversa dalla sinusoidale. Disponeva a tal uopo di ordinari trasformatori alimentati dalla rete generale di distribuzione della città di Zurigo, a cui erano connessi alternatori Ka[illegible] 2000 volt. Essendo la tensione secondaria 220 e 100 volt era possibile avere tensioni elevatissime adoperando come trasformatore un ordinario rocchetto Ruhmkorff, il cui rapporto di trasformazione, misurato a circuito aperto, era in media 275.

27. *Tensioni disruptive nell' aria, olio e petrolio.* — La scarica avveniva fra due elettrodi formati l'uno da un disco di ottone di 6 cm. l' altro da una sfera di 0,9 cm. di diametro adattati al supporto di un micrometro a scintille ordinario con vite micrometrica e nonio per determinare con esattezza la distanza. I resultati sono espressi nella seguente tabella, dove S indica la distanza esplosiva in millimetri, P la tensione necessaria ad ottenerla.

S	P nell' aria	P nell' olio
1	3300	12000
2	5800	21000
3	7700	27500
4	9300	32600
5	10500	37200
6	11600	41200
8	13400	48200
10	14800	54000
15	17300	—
20	19300	—
30	[illegible]	—
40	[illegible]	—

28. *Tensioni disruptive pei dielettrici solidi isolati nell'aria.* — [illegible]ano adoperati gli elettrodi precedenti fra cui erano interposti i dielettrici in forma di lamine di spessore uniforme. Lo spessore della lamina veniva prima misurato con una vite micrometrica. Nella tabella seguente sono riportate le tensioni P corrispondenti alla scarica disruptiva attraverso a spessori

di 1, 2, 3, 4 mm.; sono riportati anche i rapporti $P : P_a$ di queste tensioni a quelle che corrispondono alle stesse distanze degli elettrodi nell'aria.

DIELETTRICO	S = 1 mm.		S = 2 mm.		S = 3 mm.		S = 4 mm.	
	P	P:P$_a$	P	P:P$_a$	P	P:P$_a$	P	P:P$_a$
Aria	3300	1,00	5800	1,00	7700	1,00	9300	1,00
Olio di lino e petr.	12000	3,63	21000	3,62	27500	3,57	32600	3,47
Fibra nera . .	1200	0,36	2200	0,38	3000	0,39	3700	0,39
Fibra rossa . .	1800	0,54	3400	0,58	4500	0,58	5400	0,57
Stearina . . .	3300	1,00	5800	1,00	7700	1,00	9300	1,00
Solfo.	4200	1,27	7600	1,31	10700	1,32	12200	1,29
Carta pergamena	6050	1,83	10400	1,79	—	—	—	—
Guttaperca . .	12600	3,82	21900	3,77	29000	3,77	34800	3,72
Paraffina Colofonio	16000	4,85	28000	4,82	37300	4,84	45000	4,81
Cera bianca . .	20600	6,24	35200	6,06	46000	5,98		
Vetro ordinario .	27600	8,36	43000	7,41				
Ebauite. . . .	36000	10,90						
Mica.	40000	12,10						

29. *Tensioni disruptive pei dielettrici solidi isolati nell'olio.* — Le condizioni del paragrafo precedente non sono quelle che più frequentemente si riscontrano nella pratica. Infatti nei condensatori ordinari la maggior parte del coibente è assoggettato tra lamine piane che costituiscono le armature ad un'azione uniforme e qui non si producono quasi mai scariche disruptive eccetto che una soluzione di continuità esista nella lamina. Per riprodurre nel miglior modo possibile tali condizioni l'A. ha immerso gli elettrodi e il dielettrico frapposto in un bagno d'olio di lino, il quale presenta una certa conduttività elettrica ed esercita perciò una parziale azione ugualizzatrice della distribuzione superficiale del potenziale.

DIELETTRICO	S = 1 mm.		S = 2 mm.		S = 3 mm.		S = 4 mm.	
	P	$P:P_a$	P	$P:P_a$	P	$P:P_a$	P	$P:P_a$
Aria	3300	1,00	5800	1,00	7700	1,00	9300	1,00
Olio di lino e petr.	12000	3,63	21000	3,62	27500	3,57	32600	3,47
Fibra rossa . .	2200	0,67	4200	0,72	5600	0,73	7000	0,76
Stearina . . .	5100	1,54	9200	1,58	12600	1,63	15300	1,63
Carta pergamena	10400	3,15	—	—	—	—	—	—
Cartone poroso .	12000	3,63	21000	3,62	27500	3,57	32600	3,47
Spermaceti. . .	13000	3,94	23000	3,97	31000	4,03	36400	3,89
Vetro ordinario .	14000	4,24	24500	4,23	32800	4,26	39000	4,17
Colofonio . . .	15800	4,80	27800	4,80				
Guttaperca mica.	30000	9,09	43000	7,41				
Eban., cera e paraf.	36800	11,14	50000	8,60				

30. *Cifre di merito dei diversi dielettrici.* — Il prodotto fra il rapporto $P:P_a$ di un dato dielettrico e il suo potere induttore specifico può considerarsi come una cifra di merito della sostanza riguardo alla costruzione industriale dei condensatori, inquantochè in questi interessa di realizzare la maggiore capacità nel minimo volume. Nella tabella seguente sono riuniti i risultati medi delle tabelle precedenti ; nella terza colonna sono aggiunti i valori della costante dielettrica K per le medesime sostanze, determinate in gran parte dall'A. Le cifre di merito sono contenute nell'ultima colonna.

DIELETTRICO	$P:P_a$ nell' aria	$P:P_a$ nell' olio	K	$K(P:P_a)$ nell' olio
Aria	1,0	1,0	1,0	1,0
Olio di lino e petr.	3,6	3,6	2,0	7,2
Fibra rossa . .	0,6	0,7	—	—
Stearina . . .	1,0	1,6	2,4	3,8
Colofonio . . .	4,8	4,8	3,0	14
Cera bianca . .	6,0	9,8	2,4	24
Paraffina . . .	4,8	9,8	2,4	24
Guttaperca. . .	3,8	8,2	3,3	27
Vetro ordinario .	7,9	4,2	7,0	29
Ebanite. . . .	10,9	9,8	3,5	35
Mica.	12,1	8,2	5,0	41

La cera, la paraffina, la guttaperca, il vetro ordinario, posseggono cifre di merito assai elevate. L'ebanite e la mica

hanno le cifre maggiori, ma il loro prezzo è anche il più elevato fra tutte le sostanze considerate, così che è più elevato il prezzo del condensatore a parità di capacità.

In questi ultimi anni è stata introdotta come nuovo isolante la micanite, che è un aggregato di lamine sottili di mica collegate in un sistema compatto mediante un mastice isolante. Per essa la costante dielettrica e la tensione disruptiva sono del medesimo ordine di grandezza di quelle della mica, e la cifra di merito non è di molto inferiore a quella data nella tabella. Il prezzo però ne è relativamente elevato.

Il vetro ordinario ha una cifra di merito molto grande; ma è pur grande la sua conduttività elettrica che aumenta con la temperatura. Perciò il vetro non fu adoperato per condensatori di grandi capacità. L'A. ha esaminato il comportamento di tale sostanza per condensatori di cui il maggiore aveva 0,05 microfarad di capacità. Ha studiato anche il vetro temperato in cui i rapporti $P : P_s$ per spessori di 2 e 1,5 mm. erano 4,73 e 4,78 cioè sensibilmente uguali fra loro e poco differenti dal rapporto trovato per il vetro ordinario.

II. Conduttività e lenta polarizzabilità dei dielettrici.

31. *Misure di resistenza e variazioni di carica.* — Sono presi in esame un buon numero di condensatori in parte costruiti dall'A. coi dielettrici in precedenza citati, in parte scelti tra gli apparecchi industriali che si trovano in commercio. Per le misure è stato adottato esclusivamente l'impiego di tensioni continue per avere un'idea della conduttività delle sostanze in questione, riserbando quello di tensioni alternative per la determinazione della energia che complessivamente si dissipa per conduttività ed isteresi.

Furono misurate le resistenze apparenti di isolamento dopo aver assoggettato la sostanza per parecchi minuti all' azione della forza elettrostatica, scegliendo per misure successive tensioni differenti.

Pei condensatori di maggiore capacità e resistenza questa fu dedotta da quella in base al decremento logaritmico della carica durante il tempo d' isolamento, secondo il metodo di Siemens.

32. *Confronto dei diversi dielettrici solidi.* — Sono riassunti i principali risultati con alcune osservazioni relative ai condensatori a cui essi si riferiscono, prescindendo dai dielettrici i quali per una pratica costruzione di condensatori non presentano alcuna convenienza.

Condensatore normale a mica di Carpentier. — Ha una capacità nominale di 1 microfarad, effettiva di 1,013; il dielettrico ha proprietà eccellenti. La resistenza d' isolamento è di 7000 megaohm. La massima variazione di carica è di 1,1 %, la somma di scariche residue dopo 60" di carica è di 1,6 %.

Lo spessore molto esiguo del dielettrico non ne permette l'impiego per tensioni elevate.

Condensatore ad ebanite. — Capacità 0,85 microfarad ; resistenza d'isolamento 850 megaohm ; la carica si completa in 5" con una variazione massima 3, 4 %.

Condensatori a carta paraffinata. — Ne sono stati esaminati molti della casa di Cortaillod. Per uno di essi di 0,95 microfarad, fu riscontrata una resistenza d'isolamento di 3000 megaohm.

La massima variazione di carica era di 3 %, la somma di scariche residue dopo 60" di carica non superava 4 %.

Condensatori a paraffina pura. — Nella costruzione non fu presa gran cura d'isolamento. Capacità 0,29 microfarad ; resistenza d'isolamento 450 megaohm, massima variazione di carica costatata 3,3 %.

Condensatori a guttaperca. — *a)* Fu costruito con 5 fogli di guttaperca pura separanti armature di stagnola di 20 × 25 cm. Aveva la capacità di 0,0108 microfarad, e non resistenza d'isolamento di 5200 megaohm.

b) Fu adoperato un cavo lungo 2 km. immerso in una vasca d'acqua. Capacità 0,43 microfarad, resistenza d'isolamento 1000 megaohm.

c) Un tratto lungo 60 m. di grosso cavo Cortaillod aveva una resistenza d'isolamento di 420 megaohm e una capacità di 0,030 microfarad.

d) Un cavo lungo 60 m. aveva la capacità di 0,03 microfarad e la resistenza d'isolamento di 120 megaohm.

Condensatori a vetro. — *a)* Furono costruiti con lastre di vetro da finestra spesse 2 mm. e con armature di stagnola 28 × 28 cm. Con due sistemi di 7 lastre ciascuno connesse in serie furono misurate a temperatura ordinaria una resistenza di isolamento di 48 megaohm, ed una capacità di 0,020 microfarad. Con 11 delle medesime lastre la capacità era di 0,026 microfarad e la resistenza d'isolamento 52 megaohm. A parità di capacità la resistenza d'isolamento del vetro è dunque di gran lunga minore di quella degli altri dielettrici esaminati avanti. La resistenza d' isolamento diminuisce rapidamente con la temperatura. La polarizzazione completa del vetro si fa con enorme lentezza.

b) Per stabilire un confronto fra le proprietà del vetro comune e di quello temperato, fu costruito un condensatore con lastre temprate. Da numerose misure risulta pel vetro temprato una media resistenza specifica di $1{,}13 \cdot 10^{12}$ e per quello non temprato $3{,}6 \cdot 10^{12}$ a 20° C. La costante dielettrica è per entrambi prossima a 5. La tempera dunque anzichè migliorare il vetro lo peggiora dal punto di vista delle proprietà dielettriche.

33. *Condensatori ad olio e petrolio.* — *a)* L'andamento di questi è molto irregolare, le misure di resistenza ohmica conducono a grandezze apparenti che non hanno alcun valore assoluto, e per la medesima durata di carica la capacità apparente varia in modo complesso in funzione della tensione. Due condensatori di 1,02 e 5,54 microfarad avevano il valore apparente della resistenza di 5,8 e 10 megaohm.

b) Fu costruito un piccolo condensatore con 10 armature di stagnola separate da fogli doppi di seta bianca, essiccati a 150° C. In tali condizioni la massima variazione di carica era del 4 %, la resistenza d' isolamento tanto grande da non lasciarsi misurare. Immerso il sistema nel petrolio, la resistenza si abbassò fino a 900 megaohm ; la capacità era 0,02 microfarad. Nell'olio di lino un condensatore analogo al precedente presentava una variazione di carica del 70 % dopo una durata di carica di 1''. La resistenza apparente d' isolamento era appena di 1 megaohm, e la capacità di alcuni centesimi di microfarad.

III. Dissipazione d'energia nei dielettrici.

34. *Metodi di misura.* — Siccome i valori apparenti che si sogliono misurare della resistenza d' isolamento in un condensatore non sogliono corrispondere ad una vera resistenza ohmica del coibente e d'altronde la conduttività ohmica non è l'unica causa di dissipazione d'energia in un mezzo che si polarizza imperfettamente, si presentava pel confronto delle proprietà dielettriche delle diverse sostanze, sopratutto conveniente la misura delle quantità totali di energia dissipate quando il mezzo in condizioni pratiche viene assoggettato a tensioni alternative.

I metodi principali per tali misure sono:

Il rilievo grafico e l'analisi delle due curve della differenza di potenziale tra le armature e delle intensità di corrente, onde si deduce lo spostamento di fase relativo delle sinusoidi corrispondenti d'ordine successivo.

La diretta misura dell'energia dissipata mediante un wattometro.

Il metodo dei tre elettrodinamometri, per la prima volta realizzato dall'A. mediante due circuiti paralleli, l' uno dei quali contenente una grande selfinduzione senza ferro e piccolissima resistenza, l'altro la capacità in questione.

Il metodo dei tre voltometri, modificato da Weber sostituendo ai tre voltometri un solo elettrometro a quadranti.

35. *Metodo dei tre voltometri e dei tre elettrodinamometri.* — Non venne adoperato per le misure seguenti, che il metodo dei tre voltometri, servendosi di due soli elettrometri orizzontali di Kelvin, esattamente calibrati. Per avere resistenze senza induttanza, furono adoperati filamenti di lampade ad incandescenza, tenuti in un bagno di petrolio per conservarne la temperatura costante. Se δ è l'angolo di cui la corrente di carica è ritardata rispetto alla differenza di potenziale, in causa della imperfetta polarizzazione e della conduttività totale, P_0 la tensione risultante efficace, P_1 e P_2 quelle che si misurano ai capi della resistenza senza selfinduzione R e fra le armature del condensatore, è: $P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 P_2 \operatorname{sen} \delta$ che permette senz'altro di calcolare δ.

L'energia dissipata nel condensatore sarebbe:

$$P_1 \, I \operatorname{sen} \delta = \frac{P_0^2 - P_1^2 - P_2^2}{2R}.$$

L'A. riporta una serie di misure fatte sopra il condensatore normale a mica, per dare un' idea dell' approssimazione che si può raggiungere con tale metodo. Ed osserva anche che esperienze fatte sullo stesso condensatore precedentemente con il metodo dei tre elettrodinamometri, davano per sen δ il valore 0,021 il quale s' accorda molto bene con quello dedotto dalle osservazioni dei tre voltometri.

36. *Misure eseguite sui diversi dielettrici.* — Nella tabella seguente sono contenuti i resultati medii delle misure sui diversi dielettrici. La 1ª colonna porta le capacità misurate con correnti continue, la 2ª quelle con correnti alternate. W sono le resistenze d'isolamento e W C quelle riferite all'unità di capacità. R le resistenze ausiliarie messe in serie in ogni esperienza nelle misure coi tre voltametri.

CONDENSATORI	C cont.	C alt.	W	W C	R	sen δ
			10^6	10^6	Ω	
Mica	1,013	1,016	7000	7100	2960	0,000
Ebanite . . .	0,85	0,81	850	720	3860	0,009
Carta paraffinata	0,96	0,95	3030	2900	3350	0,011
Paraffina pura .	0,29	0,29	450	130	10600	0,008
Seta e petrolio.	0,034	0,019	900	18	158000	0,014
Swinburne n. 504	—	1,02	5,8	5,9	2960	0,014
» n. 288	—	5,54	16,0	89	549	0,023
Guttaperca . .	0,0109	0,0082	5200	42	366000	0,042
Cavo di guttap..	0,43	0,41	1000	410	7507	0,037
Cavo sotto piombo	0,032	0,028	420	12	117000	0,041
Cavo da laborat.	—	0,030	120	3,6	117000	0,068
Vetro ordinario.	0,061	0,026	62	1,6	117000	0,070
Vet. Siemens com.	0,0043	0,0029	950	2,8	936000	0,073
» » tempr.	—	0,0021	470	1,0	1476000	0,132

IV. Riassunto dei risultati sperimentali.

37. *I dielettrici più convenienti per la costruzione dei condensatori.* — Per riassumere brevemente i risultati precedenti, possiamo pei diversi dielettrici e condensatori esaminati caratterizzarne gli elementi nel modo seguente:

la bontà dell'isolamento indipendentemente dalla tensione a cui il condensatore è destinato, mediante la resistenza riferita all'unità di capacità. Questa resistenza è proporzionale al prodotto della resistenza specifica ρ per la costante dielettrica μ del coibente;

la dissipazione d'energia per conduttività ed isteresi indipendentemente dalla capacità, mediante il seno dell'angolo δ che abbiamo interpretato come ritardo di fase a quelle dovuto;

la rapidità di polarizzazione, mediante il rapporto delle capacità apparenti misurate per lo stesso condensatore con corrente continua e con corrente alternata di frequenza ordinaria;

l'attitudine a realizzare la massima capacità per determinata tensione in volume eguale, mediante il prodotto della tensione disruptiva relativa all'aria per la costante dielettrica.

Queste quattro grandezze sono ordinatamente riportate nella tabella seguente per i sei dielettrici principali studiati.

DIELETTRICO	$\rho \mu$	sen δ	$\frac{C \text{ cont.}}{C \text{ alt.}}$	μv_0
Mica.	7000	0,000	1,007	42
Ebanite. . : .	700	0,009	1,021	35
Paraffina . . .	3000	0,008	1,021	24
Guttaperca . .	400	0,042	1,050	28
Petrolio. . . .	20	0,014	1,7	7
Vetro comune .	2	0.070	2,3	29

I dielettrici più convenienti sono adunque la mica, l'ebanite, la paraffina.

È nota la difficoltà di trovare lamine pure di ebanite di un certo spessore. Il prezzo di un condensatore a mica di notevole capacità per tensioni elevate sarebbe elevatissimo.

L'ebanite possiede proprietà dielettriche eccellenti e può aversi in foglie convenientemente sottili ed omogenee. Però in tali condizioni ha a sua volta un prezzo molto alto e deve proteggersi con la massima cura contro l'accesso dell'umidità.

Rispetto a questi dielettrici la paraffina ha un prezzo molto più basso, e si può preparare in dimensioni convenienti con grandissima facilità.

Un condensatore costituito con lamine omogenee dello spessore di 1 mm., convenientemente compresse per espellerne tutta l'aria, e protetto mediante verniciatura esterna della stessa sostanza contro l'accesso dell'umidità, sopporterebbe con sicurezza una tensione di parecchie migliaia di volt.

R. FEDERICO.

SULLE MODIFICAZIONI CHE LA LUCE SUBISCE ATTRAVERSANDO ALCUNI VAPORI METALLICI IN UN CAMPO MAGNETICO.

Nota del Prof. D. MACALUSO *e del Dott.* O. M. CORBINO [1]).

In una nota precedente [2]) gli Autori hanno dimostrato che se ad un fascio di luce polarizzata rettilineamente si fanno attraversare, nella direzione delle linee di forza di un campo magnetico, dei vapori incandescenti di sodio o di litio che in questo si trovano, il piano di polarizzazione delle radiazioni, le cui lunghezze d'onda sono immediatamente vicine a quelle corrispondenti alle righe di assorbimento, subisce una rotazione tanto maggiore quanto più piccola è la distanza sullo spettro tra i posti occupati da quelle radiazioni ed i bordi di ciascuna delle due righe in parola.

Nel dubbio che la vibrazione rettilinea primitiva oltre al cambiar direzione, avesse potuto anche subire una deformazione (trasformazione della retta in ellissi) furono istituite le seguenti esperienze.

Gli spigoli del doppio cuneo di quarzo di un compensatore Babinet erano disposti normali alle linee verticali del reticolo ed a 45° dalle sezioni principali dei nicol che erano paralleli tra loro.

Si regolava dapprima l'oculare e la lente cilindrica in modo che si vedessero nettamente nel campo luminoso le righe di Fraunhofer e due grossi rigoni orizzontali oscuri. Ciascuno di questi corrispondeva, a quella parte del fascio luminoso che aveva attraversato il doppio cuneo in un posto tale

1) Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, Vol. 8, 1° sem., serie 5, fasc. 1, 1899.
2) Rend. d. R. Acc. d. Lincei, vol. 7, serie 5, pag. 293.

che le due metà (polarizzate in piani ortogonali) nelle quali quei raggi si dividevano, avessero acquistato, l'una rapporto all'altra, una differenza di fase eguale a π.

A corrente magnetizzante interrotta perciò vedevansi le righe di assorbimento in esame tagliate normalmente dai rigoni oscuri.

Eccitando il campo, comparivano lungo i rigoni oscuri, ed a questi normali, delle righe o bande, alternativamente luminose ed oscure, distribuite esattamente come quelle che si avevano nelle esperienze a nicol incrociati. Lungo una linea poi interposta, a egual distanza dai due rigoni, e che chiameremo linea neutra, comparivano delle altre bande, distribuite come quelle che si avevano nell'esperienze a nicol paralleli.

Però i punti di mezzo di queste bande non erano esattamente sull'asse delle linee orizzontali considerate, nè su una retta a queste parallele, ma spostati verticalmente e in senso opposto dai due lati di ogni riga di assorbimento. Questi spostamenti si invertivano con l'inversione del campo magnetico. Col diminuire della larghezza delle righe di assorbimento, al diminuire della quantità del vapore metal ico nella fiamma, mentre, le linee laterali si restrigevano e, per così dire, si addossavano alla riga centrale, il loro spostamento, nel senso parallelo alle righe di assorbimento ed inverso dai due lati di queste. cresceva, in modo che quando non era più possibile coll'oculare di vedere separate le linee laterali oscure dalla centrale, questa presentava l'aspetto di una linea serpeggiante, nella quale i punti di inflessione erano sulla linea neutra e sui rigoni.

Per una data larghezza della riga di assorbimento, il piccolo spostamento in parola andava rapidamente diminuendo col crescere della distanza delle linee chiare ed oscure dall' asse della corrispondente riga: anzi non era sicuramente apprezzabile, tanto sui rigoni che sulla linea neutra, che per le più vicine linee fiancheggianti quelle di assorbimento.

La discussione di questi e di altri particolari del fenomeno porta alla conseguenza che la luce dai due lati di ciascuna linea di assorbimento è polarizzata ellitticamente, che le ellissi sono già molto appiattite a piccolissima distanza da ciascun

bordo della riga centrale, che il rapporto dell'asse minore al maggiore tende rapidamente a zero e che il senso della rotazione della particella luminosa è opposto dai due lati delle righe e si inverte con l' inversione del campo. Il senso di rotazione delle particelle luminose è lo stesso di quello della corrente magnetizzante per il bordo meno refrangibile ed inverso per l'altro bordo.

Queste apparenze del resto sono conformi ai risultati che si hanno, ripetendo con una flamma che dia larghe righe di assorbimento, quelle esperienze che il Konig [1]) fece con fiamme contenenti poco sodio, in modo da avere righe sottili.

Sostituendo infatti il compensatore Babinet con una doppia mica Bravais quarto d' onda, con la linea di separazione delle due miche normale alle striature del reticolo, di ogni riga di assorbimento, la quale è senza il campo diritta e continua, la metà superiore si sposta, eccitando il campo, in un senso, e la metà inferiore di quantità uguale in senso opposto; e questo spostamento tanto nell' una che nell'altra metà avviene anche per le sfumature che accompagnano l'intera riga. Ne segue che lungo una stessa retta, parallela alla riga di assorbimento, si hanno come la doppia mica rivela, due raggi circolari inversi di diversa intensità. Questi raggi all' uscita dal vapore attivo, ricomponendosi debbono dar luogo, come si sa, ad un raggio ellittico, nel quale l'eccentricità dell' ellisse deve essere tanto più piccola quanto meno il rapporto delle intensità dei due circolari è diverso da uno; ed il movimento della particella vibrante si fa nello stesso senso che nel raggio di maggiore intensità.

Poichè dai due lati di ogni riga di assorbimento, sotto l'influenza del campo, i moti rotatori corrispondenti al circolare di maggiore intensità sono inversi, anche inversi dai due lati di ogni riga devono essere i moti ellittici risultanti sopra considerati.

Dalle surriferite esperienze e da quelle esposte nella Nota precedente si ricava:

1.° Che se un raggio di luce circolare attraversa del vapore di sodio o di litio incandescente che si trovi in un campo

1) Wied. Ann. Bd. 62, S. 240, 1897.

magnetico, e se il periodo delle sue vibrazioni *differisce pochissimo* da quello proprio del vapore stesso senza l'azione del campo, esso si propagherà con velocità diversa a seconda del senso della rotazione della particella luminosa: e precisamente con velocità maggiore se questa rotazione va nel senso della corrente magnetizzante e con velocità minore se questa rotazione è inversa.

2.° La differenza tra questi due valori della velocità diminuisce rapidamente al crescere della differenza fra i suddetti periodi di vibrazione e non cambia di segno col cambiare di segno di questa differenza.

3.° Il raggio circolare suddetto nell'attraversare il vapore metallico è anche diversamente assorbito, a seconda del senso di rotazione della particella luminosa. Se il periodo di vibrazione del raggio incidente è minore di quello proprio del vapore assorbente, viene assorbito di preferenza il raggio la cui vibrazione circolare va nello stesso senso della corrente magnetizzante. L'inverso avviene se il periodo del raggio incidente è invece maggiore.

Questo è conforme alle esperienze dello Zeemann e del Konig. L. MAGRI.

SULLA RELAZIONE TRA IL FENOMENO DI ZEEMANN E LA ROTAZIONE MAGNETICA ANOMALA DEL PIANO DI POLARIZZAZIONE DELLA LUCE.

Nota del Prof. D. MACALUSO *e del Dott.* O. M. CORBINO [1]).

In un lavoro teorico [2]) presentato all'Accademia di Gottinga nell'ultimo Ottobre, il Prof. W. Voigt ha richiamato l'attenzione dei fisici sulla reciproca dipendenza che esiste tra il fenomeno di Faraday e quello di Zeemann. Egli ha preveduto una serie di fenomeni magnetoottici, alcuno dei quali fu simultaneamente trovato con l'esperienza dagli Autori di questa nota indipendentemente da ogni teoria [3]).

1) Rendiconti della R. Accademia dei Lincei Vol. 8, 1° sem., serie 5, fasc. 3, 1899).

2) Nachrich. der K. Gesells der Wissensch. zu Göttingen. Math. phys. Klasse Heft. 3, 1898.

3) L'Elettricista, anno 7, p. 223, Ottobre 1898. — Rendiconti dei Lincei, ser. 5, vol. 7, p. 223, 1898 e vol. 8. p. 38, 1899 — Nuovo Cimento, ser. 4, vol. 8, p. 257, 1898.

Già prima del Voigt l'intima relazione tra i fenomeni di Faraday e di Zeemann era stata messa in rilievo tanto dal Becquerel [1]) che dal Fitzgerald [2]).

La teoria del Becquerel è d'accordo con le esperienze sopra citate qualora si tenga conto della dispersione anomala dei vapori di sodio e di litio. Alcune conseguenze però di questa teoria non vanno d'accordo coi particolari delle esperienze sull'effetto Zeemann, non essendo conformi ai risultati sperimentali le previsioni del Becquerel circa l'azione del campo sulle diverse righe di una stessa sostanza.

Scopo della presente nota è la ricerca di una reciproca dipendenza dei due fenomeni.

Un fascio di luce bianca si propaghi attraverso il nucleo forato di una elettrocalamita, fra i poli della quale si trovi una sorgente luminosa che presenti l'effetto Zeemann.

Se la luce incidente è naturale, o comunque polarizzata, a campo non eccitato si vede, con uno spettroscopio qualsiasi, al posto di ogni linea di emissione della sorgente, una linea di assorbimento.

Eccitando il campo, se lo spettroscopio è abbastanza dispersivo, si osserva il noto effetto Zeemann per assorbimento, il quale effetto, nel caso che la luce incidente sia circolare, consiste in uno spostamento delle righe verso il violetto o verso il rosso, secondo che il senso della vibrazione incidente è lo stesso od opposto di quello della corrente magnetizzante. Questo spostamento è piccolissimo con i campi generalmente impiegati. Per le righe del sodio, p. es., la variazione della lunghezza d'onda è dell'ordine di 1/40000 della lunghezza d'onda primitiva. Inoltre, come risulterebbe da alcune osservazioni degli A., la distribuzione dell'intensità nella banda di assorbimento spostata non sembra differire per nulla da quella che si ha nella banda di assorbimento primitiva.

Intanto, come la teoria della dispersione anomala ci apprende, e l'esperienza (nei casi in cui è stata fatta) ha confermato, in vicinanza di ogni riga di assorbimento l'indice di rifrazione n cresce rapidamente andando dall'estremo rosso

1) Comp. Rend. 125, pag. 678, 1897.
2) Proc. Roy. Soc. 63, pag. 31, 1898.

dello spettro verso la linea stessa, mentre decresce rapidamente venendovi dallo estremo violetto. Cosicchè, rappresentando graficamente l'andamento dei valori di n in funzione di quelli della lunghezza di onda λ, si ha una curva che scende rapidamente sino a un minimo in vicinanza del bordo più rifrangibile della riga, sale con un punto d' inflessione nell' interno di questa, per tornare a ridiscendere rapidamente, fuori ed in vicinanza dell' altro bordo, con curvature opposte dai due lati della riga medesima.

Ora poichè eccitando il campo la riga di assorbimento della luce circolare incidente, spostandosi di pochissimo nello spettro, mantiene inalterato per tutto il resto il suo aspetto, e poichè i valori dell'indice di rifrazione e della velocità di propagazione della luce nei corpi sono intimamente legati a quelli dell'assorbimento, si può ammettere che insieme alla riga di assorbimento si sposti, di una quantità eguale e senza alcuna deformazione, la curva degli indici di rifrazione.

Ciò posto sia per un dato mezzo, quando il campo non è eccitato,

$$(1) \qquad n = f(\lambda)$$

l' equazione della curva suddetta, sull' andamento della quale per ora si può non precisar nulla. Sia inoltre δ il valore dello spostamento della riga, per luce incidente circolare, dovuto all'effetto Zeemann. Per luce circolare di senso opposto a quello di prima la curva si sposterà di δ in senso opposto, essendo le due righe di assorbimento per luce naturale simmetricamente disposte rispetto a quella che si aveva senza l' azione del campo.

Per la ipotesi fatta la curva (1) si sposterà senza deformazione di una lunghezza eguale a δ nel senso delle λ decrescenti se la vibrazione della luce circolare incidente si compie nel senso della corrente magnetizzante, e nel senso delle λ crescenti se la vibrazione si compie in senso opposto.

Supponiamo, per fissare le idee, che la corrente sia destrorsa. Per la luce destrogira la curva degli indici avrà l'equazione.

$$n_1 = f(\lambda + \delta)$$

e per la levogira

$$n_2 = f(\lambda - \delta).$$

Sviluppando in serie di Taylor e tenendo presente che per la piccolezza di δ potranno trascurarsi i termini contenenti δ con esponente superiore a 2, si ha

$$n_1 = f(\lambda) + \delta \frac{dn}{d\lambda} + \frac{1}{2} \delta^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$$

$$n_2 = f(\lambda) - \delta \frac{dn}{d\lambda} + \frac{1}{2} \delta^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2}.$$

Se la luce incidente è polarizzata rettilineamente, dopo attraversato uno spessore l del mezzo, il piano di polarizzazione sarà girato nel senso destrorso di

$$\varrho = \frac{\pi l}{\lambda}(n_2 - n_1) = -\frac{2\pi l}{\lambda}\frac{dn}{d\lambda}\delta.$$

E se si tien conto delle esperienze, dalle quali risulta che δ è proporzionale alla intensità H del campo,

$$\varrho = -\frac{2A\pi l}{\lambda}\frac{dn}{d\lambda} H \tag{2}$$

dove A è una costante *diversa da riga a riga.*

Questa formola è d' accordo coi risultati delle esperienze.

Che la rotazione ϱ nel caso dei vapori di sodio e di litio sia proporzionale a $\frac{dn}{d\lambda}$ risulta dalle ricerche del Becquerel [1]).

Di più, data la forma generale della curva di dispersione, forma di cui sopra è parola, fuori della banda l'espressione $\frac{dn}{d\lambda}$ è sempre negativa ed in valore assoluto crescente da entrambi i lati dall' esterno verso i bordi della banda stessa. In corrispondenza di ciò, la rotazione avviene nel senso della corrente magnetizzante ed è sempre crescente dallo esterno verso i bordi suddetti. La proporzionalità in fine di ϱ ad H fu verificata dagli Autori stessi con recenti misure.

1) Compt. Rend. 127, pag. 899; 128, pag. 145.

La formula (2) è simile a quella a cui perviene il Becquerel, nella (2) però è contenuta la costante A, che è diversa da riga a riga, anche per righe della stessa sostanza. Nella formola del Becquerel invece è contenuta una costante di proporzionalità, esprimente la velocità di rotazione dei vortici magnetici e che perciò dovrebbe essere la stessa per le righe dello stesso corpo.

Dalla (2) si deduce che se la riga di assorbimento del corpo non presenta l' effetto Zeemann non deve nemmeno presentare i fenomeni di rotazione magnetica trovati dagli Autori.

La (2) è solo applicabile ai corpi che presentano l' effetto Zeemann.

Molti corpi hanno la proprietà di far girare sotto l'azione di un campo magnetico il piano di polarizzazione della luce che li attraversa, senza presentare righe di assorbimento nella parte visibile dello spettro. Supponendo che presentino il fenomeno di Zeemann quelle righe di assorbimento di questi corpi che si trovano nella parte invisibile dello spettro, si avrebbe secondo l' ipotesi enunciata dagli Autori, per la luce circolare uno spostamento della curva degli indici, e per conseguenza per la luce polarizzata rettilineamente una rotazione del piano di polarizzazione espressa dalla (2).

Oltre che per questi corpi, lo studio della dispersione rotatoria magnetica è stato fatto dal Cotton per alcune sostanze che danno bande d'assorbimento nella parte visibile dello spettro. Per esse il Cotton non è riuscito, anche con metodi sensibili, a trovare un' azione del magnetismo sull' assorbimento della luce circolare. Alle sue esperienze non è applicabile perciò la (1), per cui se le sue esperienze presentano delle analogie con quelle degli Autori della presente nota, pure tra le une e le altre esistono differenze molto notevoli.

Così pure non si può dire, le esperienze di Cotton siano una conferma della teoria del Becquerel, secondo la quale i valori della rotazione magnetica dovrebbero essere proporzionali a $\frac{dn}{d\lambda}$. Data infatti la forma della curva di dispersione anomala, poichè in essa i valori di $\frac{dn}{d\lambda}$ sono sempre crescenti

dall'esterno verso i bordi della banda, così anche quelli della rotazione dovrebbero essere crescenti, ciò che non è stato trovato da Cotton.

Vi sarebbe accordo solo nel caso che per i corpi da quest'ultimo studiati, in vicinanza delle bande d'assorbimento, la curva degli indici contrariamente a quanto è stato trovato per tutte le altre sostanze, non presentasse dai due lati di ciascuna banda curvature opposte. L. MAGRI.

SUL RIPIEGAMENTO DEI RAGGI RÖNTGEN DIETRO GLI OSTACOLI,

per R. MALAGOLI e C. BONACINI [1]).

Le apparenze di penombra, che vennero notate nelle immagini di fenditure o di reticoli, dovute ai raggi X furono interpretate in vario modo dai diversi sperimentatori. Alcuni vi scorgevano effetti di diffrazione, da attribuirsi a ondulazioni costituenti i raggi X, altri pensarono che fossero dovute ad un apparente ripiegamento di essi, altri infine affermarono che erano dovute ad una disseminazione dei nuovi raggi nell'aria o ad una criptoluminescenza di questa. Ma sino da tre anni or sono gli A. [2]) avevano riconosciuto che tali apparenze provenivano dall' influenza delle diffusioni dell' ambiente.

Le azioni radiografiche o criptoscopiche che si osservano nelle ombre dei corpi opachi ai raggi X possono attribuirsi a più casi che giova distinguere :

a) Causa principale e prevalente è l'estensione della sorgente che emette i raggi X (piastrina anticatodica nei focus) nonchè la molteplicità dei luoghi di emissione secondaria. Gli A., sperimentando col metodo tenuto dal Prof. Villari [3]), che interrompeva il fascio degl' X con un disco di piombo assai spesso, posto ad una certa distanza da una lastra sensibile chiusa in una scatola di cartone nero, videro che l' ampiezza e l' entità delle penombre andavano scemando man mano che

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, serie 5, vol. 8, Marzo 1899).
2) Nuovo Cimento, (4), t. 3, pag. 307, 1896.
3) Nuovo Cimento, (4), t. 8, pag. 57, 1898.

il fascio di raggi X veniva limitato con diaframmi sempre più piccoli, e, meglio ancora, con parecchi di essi a centri allineati.

b) Come causa secondaria, i cui effetti riescono sensibili solo attenuando gli effetti della causa *a)*, è da riguardarsi la diffusione dei corpi circostanti allo strato sensibile che vengono colpiti direttamente dal fascio, ed in particolare quella dell' involucro dello strato stesso e del vetro su cui talora si trova steso.

Per mettere in rilievo questa circostanza, dopo aver limitato più che era possibile il fascio agente, gli A. hanno eseguito dell' esperienze comparative, esponendo una volta una lastra sensibile chiusa in una scatola di cartone, come faceva il Prof. Villari, ed un' altra volta una pellicola nuda, secondo il dispositivo già usato dagli A. [1]) che permette di eliminare l' azione di ogni diffusore solido. Fra queste due prove si trovò una grande differenza : le traccie delle striscie di piombo a contatto dello strato, che nella prima si disegnarono complete, cioè per tutta l' estensione dell' ombra del disco, nel secondo caso invece si ridussero ad un lieve accenno lungo il contorno dell' ombra di quello.

Ora gli A. notano che entrambe queste cause dovettero avere un' influenza sull' esperienze eseguite dal Prof. Villari e che lo condussero ad accettare l' ipotesi della flessione degli X su corpi solidi, giacchè non solo la causa *a)* prevalente tendeva a mascherare ogni altro effetto secondario, ma tra la diffusione dei solidi doveva più di ogni altra farsi sentire quella che era dovuta alla scatola.

c) È da considerarsi altresì l' azione diffondente dell'aria sebbene i suoi effetti siano molto meno intensi di quelli dovuti alle cause precedenti.

Dall' analisi accurata delle circostanze che possono concorrere alla produzione di quei fenomeni che si vogliono ancora interpretare in base ad una flessione dei raggi X dietro gli ostacoli, gli A. concludono negativamente rapporto alla flessione stessa e da ultimo mostrano come partendo dall' ipotesi

1) Nuovo Cimento, (4), t. 8, pag. 263, 1898.

della diffusione invece che da quella della flessione dei raggi X si possano spiegare viemeglio alcune esperienze elettrodispersive del Prof. Villari.

E. CASTELLI.

SUI BATTIMENTI LUMINOSI E SULL'IMPOSSIBILITÀ DI PRODURLI RICORRENDO AL FENOMENO DI ZEEMANN,

del Dott. O. M. CORBINO [1]).

Il Prof. Righi per primo considerò la possibilità di ottenere per la luce il fenomeno analogo a quello dei battimenti sonori, dimostrando che se si fa pervenire su di uno schermo la luce proveniente da due sorgenti a vibrazioni parallele e di diverso periodo si produce un sistema di frange che si muovono perpendicolarmente alla loro direzione, nel senso di allontanarsi dalla sorgente che compie un numero maggiore di vibrazioni, e in modo tale che passano per un punto dello schermo tante frange luminose a ogni minuto secondo quanta è la differenza tra il numero delle vibrazioni delle due sorgenti.

Il Prof. Righi ha realizzato questa esperienza producendo due immagini coniugate di una stessa sorgente e alterando il numero di vibrazioni della luce emessa da una di esse per il passaggio attraverso ad un polarizzatore in rotazione.

Non è difficile ideare esperienze semplicissime o interpretarne di antiche come realizzanti i fenomeni dei battimenti.

Così spostando uno degli specchi di Fresnel parallelamente a se stesso si genera uno spostamento delle frange da essi prodotte.

Quest' esperienza realizza il fenomeno dei battimenti. Infatti per il moto di uno degli specchi viene alterato, in conseguenza del principio di Doppler, il periodo della luce da esso riflessa; sullo schermo interferiscono quindi raggi di diverso periodo, producendosi conseguentemente il fenomeno delle frange in moto.

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, vol. 8, 1° sem., ser. 5., fasc. 4, 1899.

Che si tratti di un vero fenomeno di battimenti è dimostrato dal fatto che le frange persistono durante il moto dello specchio quando cioè sullo schermo effettivamente interferiscono raggi di diverso periodo.

Analogamente può considerarsi un fenomeno di battimenti lo spostamento degli anelli di Newton al variare della distanza delle due superfici tra cui essi si producono, e quello delle frange che si osserva in alcuni refrattometri.

L' esperienza più semplice che realizza il fenomeno dei battimenti luminosi in modo analogo a quello dei battimenti sonori è quella notissima per cui, esaminando con un nicol la luce emergente da un altro nicol lentamente girante si osservano delle intermittenze di luce e di oscurità. Infatti la luce emergente da un nicol girante è cinematicamente equivalente alla sovrapposizione di due fasci di luce circolare capaci di interferire e di diverso numero di vibrazioni. Il nicol analizzatore lascia passare due componenti rettilinee, che sono anch' esse di diverso periodo e che producono il fenomeno dei battimenti.

L' interposizione di un nicol sul tragitto di un fascio di luce a piano di polarizzazione rotante produce al di là il fenomeno dei battimenti.

Risulta allora evidente la risposta a un quesito postosi dal Prof. Righi se cioè sia possibile produrre il fenomeno dei battimenti ricorrendo alle alterazioni di periodo causate da un campo magnetico su una sorgente che si trovi in esso.

Infatti, secondo l' interpretazione del Cornu, il campo trasforma ciascuna delle due vibrazioni ortogonali indipendenti da cui era costituita la luce primitiva in una vibrazione continua girante, e le due vibrazioni, durante la rotazione, si mantengono a 90° l' una dall' altra. Se di quelle componenti ne esistesse una sola, cioè se la luce emessa dalla sorgente fuori del campo fosse già polarizzata in un piano determinato, per il semplice impiego di un nicol si otterrebbero i battimenti luminosi che potrebbero far constatare le più lievi tracce dell' effetto Zeemann; ma finchè la sorgente senza il campo manda luce naturale, il fenomeno dei battimenti sarà inosservabile, poichè alla primitiva componente rotante si sovrappone sempre l' altra che si mantiene a 90° dalla prima. Si ritrova così

la condizione cui per via analitica giunge il Righi, che cioè perchè si possano avere battimenti o frange in moto è necessario che la luce emessa dalla sorgente fuori del campo non sia luce naturale.

Questa condizione è praticamente irrealizzabile; osservando però la luce emessa dalla sorgente in direzione perpendicolare alle linee di forza, la primitiva riga spettrale viene trasformata per il fenomeno di Zeemann in un triplet, le cui componenti esterne sono polarizzate nel senso delle linee di forza e l' interna perpendicolarmente alle linee stesse. Con un nicol avente la sezione principale parallela alle linee di forza si potrà arrestare la componente interna e rimarranno le due esterne, che se sono di periodo tra loro poco diverso potranno dare luogo al fenomeno dei battimenti e quindi ad intermittenze di luce e di oscurità.

Tutti questi ragionamenti valgono finchè si considera una sola particella luminosa, ma se si considera che la sorgente è costituita di un numero infinito di particelle che vibrano indipendentemente l' una dall' altra, i massimi e i minimi dovuti alle diverse particelle non saranno coincidenti e daranno quindi, attraverso a un nicol, luce di intensità media costante.

Questa stessa osservazione si può ripetere per l' esperienza progettata dal Righi, e concluderne che la condizione trovata per aver frange in moto, che cioè le due componenti della luce primitiva non siano eguali, è bensì necessaria ma è lungi dall' esser sufficiente, poichè si incorre in una difficoltà ben più grave e insormontabile, inerente alla costituzione stessa delle sorgenti luminose.

È facile rintracciare la necessità di ricorrere a una sola particella vibrante anche nel ragionamento analitico del Professor Righi.

È chiaro infatti come, ogni volta che si producono fenomeni di interferenza, ci si metta sempre in tali condizioni che i diversi sistemi di frange dovute ai vari punti della sorgente siano coincidenti.

Ora, finchè la posizione dei massimi e dei minimi luminosi dipende dalla differenza di cammino che i raggi interferenti acquistano fuori dalla sorgente, è possibile dare a questa una

Furono eseguite parecchie determinazioni delle durate di oscillazione dei pendoli Sterneck. Paragonando le durate di oscillazione ricavate a Pavia con quelle ottenute con gli stessi pendoli a Vienna, dove la gravità terrestre ha il valore assoluto

$$g_1 = 9^m,80876$$

l' A. ha trovato:

$$g'_1 = 9^m,806,06$$

accelerazione della gravità a Pavia nel luogo di osservazione, ridotta al livello medio del mare e relativa a Vienna.

La lunghezza del pendolo che batte il secondo è quindi a Pavia ed al livello del mare:

$$l = 0^m,993562.$$

Il valore teorico della gravità al livello del mare a Pavia, dedotto dalla latitudine sarebbe:

$$\gamma_0 = 9^m,80613,$$

epperò la differenza fra tale valore teorico e quello ricavato dall' A., sarebbe:

$$g'_1 - \gamma_0 = - 0^m,00007.$$

Dunque la gravità sperimentale a Pavia è circa uguale alla normale, un po' minore sembra, ma la differenza sta pressochè nei limiti degli errori di osservazione.

R. FEDERICO.

LIBRI NUOVI

LES MODIFICATIONS PERMANENTES DU VERRE ET LE DEPLACEMENT DU ZERO DES THERMOMETRES,

per L. MARCHIS.

(Paris, Librairie scientifique A. Hermann. Un volume di 442 pagine con tavole e 61 figure intercalate nel testo).

Lo studio delle modificazioni permanenti del vetro è importantissimo nella fisica, specialmente per ciò che riguarda la termometria di precisione a causa dello spostamento dello zero nei termometri. Il lavoro dotto e paziente del signor L. Marchis non può quindi che riuscire interessantissimo.

Il volume è diviso in otto capitoli preceduti da una introduzione. In questa l'A. rileva specialmente come il metodo puramente sperimentale è stato impotente a determinare le leggi delle deformazioni permanenti del vetro e accenna come la teoria possa venire in aiuto dell'esperienza.

Il capitolo primo tratta delle disposizioni sperimentali, dei termometri adoperati, delle stufe, del modo di operare. Nel capitolo secondo l'A. studia le modificazioni permanenti isobare dei sistemi che dipendono da una sola variabile normale.

Nel capitolo terzo esamina l'influenza delle oscillazioni della temperatura sullo spostamento dello zero nei termometri.

Nel capitolo quarto estende lo studio alle modificazioni permanenti isobare d'un sistema che dipende da due variabili a isteresi; la considerazione di due variabili è necessaria per spiegare i fenomeni che si riscontrano nello studio dello spostamento dello zero dei termometri.

Il capitolo quinto tratta dei termometri molto ricotti; in esso è intrapreso lo studio sistematico delle modificazioni permanenti d'origine elastica.

Nel capitolo sesto vengono esaminate le perturbazioni possibili; è studiata sistematicamente l'azione della ricottura, mediante il metodo delle perturbazioni. In tale studio trova posto anche l'esame dello spostamento dello zero di un termometro per un innalzamento di temperatura.

Il capitolo settimo tratta dell'introduzione di una nuova variabile nei calcoli: la variabile chimica di seconda specie. Vengono quindi esaminate le modificazioni isobare d'un sistema che dipende da tre variabili normali. I principi precedenti sono applicati allo studio ed alla spiegazione di alcuni fatti che hanno appunto resa necessaria l'introduzione della nuova variabile.

Il capitolo ottavo infine è dedicato specialmente alla termometria di precisione.

Abbiamo così accennato alla lontana quello che il libro contiene, non essendo possibile dire più dettagliatamente tutto quanto è contenuto nel grosso volume. Solo è bene notare come lo studio delle modificazioni permanenti del vetro è condotto con maestria, ed è sopratutto completo, in modo da non lasciare niente a desiderare. E infine, l'applicazione delle ricerche alla termometria di precisione, rendono il volume interessantissimo e degno di seria considerazione.

R. FEDERICO.

MANUALE DI INGEGNERIA LEGALE PEI TECNICI E GIURISTI,

dell' Avv. ARTURO LION.

(Un volume di 560 pagine. U Hoepli, editore, Milano).

In questo volume della collezione Hoepli è riunito quanto è necessario di cognizioni legali per l'esercizio delle professioni d'ingegnere civile, industriale, di architetto, di perito e di appaltatore; esso costituisce quindi anche un ottimo libro di testo per gli allievi delle scuole di applicazione per gli ingegneri ed un'utile guida per i giuristi chiamati a derimere le controversie che sorgono in proposito.

R. FEDERICO.

COLORAZIONE E DECORAZIONE DEI METALLI PER VIA CHIMICA ED ELETTRICA,
dell' Ing. I. GHERSI.

(Un volume di 250 pagine. U. Hoepli, editore, Milano).

È un volumetto utilissimo per chi voglia dedicarsi alla metallocromia. Contiene i processi migliori per la colorazione e decorazione dei metalli con vernice e senza, per via chimica e per via galvanica.

In ogni caso il metodo da seguire è descritto minutamente, senza ambiguità, in modo da non doversi abbandonare a interpretazioni più o meno errate, essendo indicata alla prima e con sicurezza la via da seguire. Vengono così eliminati gl'inconvenienti che derivano dalla poca pratica, e mettono alla portata di chiunque i tanti processi che sono descritti nel libro.

L'A. poi ha avuto la lodevole e non comune cura di esporre anche i procedimenti *recentissimi*, il che è di sommo pregio in libri che trattano di elettricità e di chimica.

R. FEDERICO.

RECUEIL DE DONNÉES NUMÉRIQUES PUBLIÉ PAR LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE - OPTIQUE,
par H. DUFET.

(Paris, Gauthier-Villars 1899).

Tutti coloro che in un lavoro o in uno studio hanno avuto necessità di conoscere qualche dato numerico, sanno come il rintracciarlo spesso porti con sè una grave perdita di tempo, e talvolta non sia esente da qualcheduna di quelle difficoltà, dirò così estrinseche, che improvvisamente inceppano l' opera dello studioso e dello sperimentatore.

Sarà quindi universalmente accolta con gran favore l'iniziativa della Società di Fisica Francese di raccogliere in apposite pubblicazioni i dati numerici di questa scienza.

L' opera presente del Dufet che fa parte della raccolta porterà quindi una facilitazione grandissima e un' utilità vera

agli studiosi e agli sperimentatori, non solo nel campo dell'ottica, ma ben anche in quello della chimica e della mineralogia.

D'altra parte, per dare pieno affidamento all'esattezza dei numeri riportati nell'opera, basta ricordare il nome dell'Associazione Scientifica che ne ha preso la direzione e quelli del compilatore e dell'editore.

L'opera stessa è divisa in due fascicoli: il primo intitolato *Lunghezza d'onda — Indice dei gas e dei liquidi* contiene in dieci tavole i dati concernenti la velocità di propagazione determinata coi diversi metodi diretti e indiretti — le lunghezze d'onda delle righe dello spettro solare e di quello dei metalli più usati — il campione di Rowland — gl'indici dei gas e vapori — gl'indici dei liquidi (i liquidi più importanti e più studiati hanno una tavola a parte) — gl'indici dei gas liquefatti e quelli delle soluzioni.

Questo primo fascicolo è specialmente utile allo spettroscopista.

Il secondo intitolato *Proprietà ottica dei solidi* comprende sei tavole nelle prime delle quali sono riportati gl'indici dei solidi più importanti dal punto di vista ottico: la calcite, il quarzo, la fluorite, il salgemma, i vetri più comunemente usati negli apparecchi ottici ecc. ecc., non solo per i raggi visibili, ma anche per gli ultravioletti e gl'infrarossi.

Seguono due tavole estesissime comprendenti le proprietà ottiche dei solidi inorganici e organici; riguardo alle quali mi limiterò di osservare che la prima nella parte concernente i minerali offre un prontuario assai esteso e comodo al mineralogista.

Le ultime due riguardano l'influenza della temperatura sulle proprietà ottiche dei solidi e la rifrazione delle sostanze molto assorbenti, vale a dire l'indice dei metalli e la dispersione anomala.

L. PUCCIANTI.

L' INDUSTRIA DEL GAZ ILLUMINANTE,

di V. CALZAVARA.

(U. Hoepli).

Questo lavoro, primo che su tale argomento viene pubblicato in Italia, ha innanzi tutto il pregio non comune di essere non il frutto di compilazioni, ma il risultato di lunghe e pazienti ricerche, di osservazioni e di esperimenti personali, lo studio accurato e diligente dei migliori Trattati che videro la luce specialmente all' estero. Scritto con quella facilità di esposizione che solo deriva da lunghissima ed amorosa pratica, da un corredo robusto di buoni studi, infine da un' assoluta padronanza dell' argomento, è destinato a coloro, che, anche provvisti di un mediocre corredo scientifico intendono dedicarsi all' industria del gaz illuminante.

Precede il lavoro un'introduzione in cui l'A., dopo alcuni cenni storici sul carbone fossile, tratta della sua formazione, dei principali giacimenti, della classificazione del litantrace secondo la sua composizione chimica e dell' analisi dei carboni; nel capitolo VI passa rapidamente in rivista i sistemi di illuminazione dal medio-evo ai giorni nostri.

Nella prima parte si trova esposta, con massima precisione e rara competenza, la teoria e la pratica della fabbricazione del gaz e tutte le nozioni necessarie per l' impianto di una officina.

La parte seconda si diffonde sul triplice uso del gaz per illuminazione, riscaldamento e forza motrice, comprendendo ogni più recente applicazione e scoperta in questi campi.

L'A. non ha tralasciato di studiare con vivo interesse tutto quello che da noi fu fatto e si potrebbe fare, raccogliendo addirittura tutti i dati che si riferiscono alla nostra Italia.

Merita speciale menzione, nel capitolo XX il paragrafo della *Municipalizzazione delle Officine a gaz*, paragrafo che, convenientemente studiato da chi ne avrebbe il dovere, sarebbe capace di apportare un notevole miglioramento nelle condizioni generalmente fatte ai consumatori.

L'editore Hoepli non ha lesinato a questo libro gli aiuti di una nitida e corretta riproduzione, ed il volume perciò si presenta anche con quell' aspetto di sobria eleganza, che non è certo uno degli ultimi pregi per un libro destinato a trovarsi continuamente nelle mani di molti.

M. ALLEGRETTI.

RIVISTA

Journal de Physique.

3. serie, T. VII, Luglio a Dicembre 1898.

DEWAR J. *Sulla liquefazione dell'idrogeno e dell'elio* (pp. 389-393). — L'A. cita brevemente i tentativi fatti dal 1884 al 1896 per ottenere l'idrogeno allo stato liquido. L'A., con un apparecchio speciale, portando l'idrogeno a — 205° C, ed alla pressione di 180 atm. potè ottenere circa 20 centim. cub. di idrogeno liquido. Questo, in tale stato, è limpido ed incoloro, non mostra alcuno spettro d'assorbimento e deve possedere un indice di rifrazione e una dispersione elevatissima. Del cotone immerso in tale liquido, e dopo infiammato, brucia con una gran fiamma d'idrogeno. Questo cotone imbevuto d'idrogeno liquido e posto fra i poli di una potente elettrocalamita, si mostra fortemente magnetico, non per l'idrogeno che contiene, ma perchè si forma immediatamente alla sua superficie uno strato d'aria solida.

Ponendo un vaso contenente l' elio gassoso, nell'idrogeno liquido, l'A. ha anche ottenuto l'elio liquido, il cui punto d'ebollizione sembra esser vicino a quello dell'idrogeno.

RAMSAY W. e MORRIS W. TRAVERS. *Su un nuovo elemento costituente l'aria atmosferica* (pp. 393-396). — Gli A. hanno fatto evaporare lentamente 750 cc. di aria liquida, fin che ne rimase 10 cc.; hanno raccolto in un recipiente il gas proveniente da questo residuo da cui hanno tolto coi mezzi chimici l'ossigeno e l'azoto; sono rimasti 26,2 cc. di un gas che mostra debolmente lo spettro dell'argon e, inoltre, uno spettro che non era stato osservato fin'ora. Propongono di dare il nome di *Krypton* a tale nuovo elemento, la cui densità sarebbe 22,5 prendendo quella dell'idrogeno uguale a 16.

MATHIAS E. *Sulle proprietà termiche dei fluidi saturi* (pp. 397-409). — Sono alcune considerazioni sull'espressione adiabatica dei

vapori saturi, sul calore specifico a volume costante dei fluidi saturi, e sulle adiabatiche tracciate nel piano dei $p\ v$ all'interno della curva di saturazione.

Van AUBEL E. *Azione del magnetismo sugli spettri dei gas* (pp. 408-409). — Gli spettri erano prodotti per mezzo di un gran rocchetto d'induzione, con tubi ordinari di Plücker. La parte capillare di questi tubi erano posti fra i poli cilindrici di una potente elettrocalamita. L'azione del magnetismo è stata sempre notevolissima, e gli spettri si trasformavano completamente sotto tale azione. Sono stati studiati tubi a cloro, a zolfo, ed a fluoruro di silicio.

VAUDEVYVER M. *Apparecchio per la determinazione del coefficiente medio di dilatazione lineare* (pp. 409-414). — È una disposizione semplice e pratica, e che dà risultati abbastanza esatti. L'asta da studiare, lunga 1 metro, e del diametro di circa 15 millimetri, è sostenuta verticalmente in una stufa riscaldante. Gli allungamenti dell'asta sono misurati per mezzo di uno sferometro. I resultati ottenuti sul ferro dolce, sull'acciaio inglese, sul rame rosso, sull'ottone e sul vetro bianco, non differiscono che pochissimo da quelli degli altri sperimentatori.

MARAGE M. *Contributo allo studio delle vocali per mezzo della fotografia delle fiamme manometriche* (pp. 449-455). — L'A. ha fotografato su un foglio di carta sensibile le fiamme di Koenig vibranti sotto l'azione della parola. Ha esaminato le sette vocali I, U, OU, E, EU, O, A; esse sono state studiate *parlate* e *cantate*, e per voci d'uomo e di donna; delle vocali parlate tre sono semplici I, U, OU; le altre composte dalla combinazione di due o tre delle precedenti.

MATHIAS E. *Costruzione e utilizzazione delle carte magnetiche* (pp. 455-461). — L'A. descrive il modo di costruire delle carte magnetiche speciali le quali permettono di calcolare gli elementi del magnetismo terrestre per un epoca qualunque diversa da quella in cui è stata costruita la carta.

MAURAIN CH. *Energia dissipata nella magnetizzazione* (pp. 461-466). — L'A. si propone di comparare le quantità d'energia messe in giuoco nei cicli di magnetizzazione corrispondenti a differenti velocità di variazione; costruisce in ogni esperienza le curve che rappresentano le variazioni del flusso d'induzione in funzione del campo; ottiene così delle curve chiuse di cui l'area rappresenta l'energia totale spesa durante un periodo. Le curve hanno forma diversa a seconda dei nuclei magnetici impiegati nelle esperienze.

HOULLEVIGNE L. *Campo assiale di un rocchetto tronco-conico* (pp. 466-468). — L'A. calcola l'intensità del campo prodotto da

rocchetti magnetizzanti in forma di tronco di cono; egli ha impiegato tali rocchetti per regolare il campo assiale interno d' un rocchetto cilindrico, facendolo terminare da due tronchi di cono di dimensioni convenienti.

HOULLEVIGNE L. *Sullo stato passivo del ferro e dell' acciaio* (pp. 468-469). — Quando si immerge in acido nitrico di densità *d*, il ferro o l'acciaio reso preventivamente passivo con l' acido concentrato, esiste una certa temperatura *t* — *detta temperatura critica* — da una parte della quale la passività è stabile, dall'altra instabile. Fra limiti convenienti di temperatura si osservano invece due temperature critiche per una stessa densità *d*.

D'ARSONVAL. *L'aria liquida* (pp. 497-504). — Descrive il principio su cui si fonda l'apparecchio di Linde per la liquefazione dei gas. In tale apparecchio l'aria compressa a 220 atm. si espande continuamente fino a 20 atm. dentro un serpentino, producendo un abbassamento graduale di temperatura fino a liquefarsi, e a mantenersi tale alla temperatura e alla pressione ordinaria. Un apparecchio simile installato dall'A. produce 1 litro d'aria liquida ad ora, assorbendo la forza di tre cavalli. Le macchine industriali possono fornire sino a 60 kg. d'aria liquida all'ora.

Col medesimo apparecchio si può ottenere l'estrazione dell'ossigeno dall'aria, fondandosi sul fatto che dall'aria liquida l' azoto evapora più facilmente e prima dell'ossigeno. Le prove fatte hanno dimostrato esser possibile estrarre con tal metodo più di 6 mc. di ossigeno puro per cavallo ora.

CHARPY G. *Sugli stati d' equilibrio del sistema ternario: piombo-stagno-bismuto* (pp. 504-511). — Lo studio della fusibilità delle leghe di piombo, stagno e bismuto conduce ad alcuni notevoli risultati. Nelle leghe binarie, al momento della solidificazione si hanno in generale due depositi successivi: il primo è formato da un corpo puro, metallo semplice o composto definito; il secondo da una mescolanza eutettica formata da due elementi di cui l'uno è quello che si è depositato per il primo; questi due depositi possono anche ridursi ad uno solo se vi sono formazioni di soluzioni solide.

Nelle leghe ternarie vi sono in generale tre depositi successivi: il primo formato da un corpo puro, metallo semplice o composto definito; il secondo da una mescolanza di due corpi; il terzo da una mescolanza di tre corpi, che comprendono i due che si sono depositati precedentemente.

Così p. es. la solidificazione di una lega di piombo-stagno-bismuto, comprende in generale tre periodi successivi: nel primo si separano grani d'un metallo puro, piombo, stagno, o bismuto;

nel secondo si separa una mescolanza di due di questi metalli; nel terzo, infine, i tre metalli si depositano simultaneamente.

L'esame microscopico delle leghe solidificate ha comprovato l'esistenza di questi tre depositi successivi.

BAKKER G. *Teoria dei liquidi a molecole semplici* (pp. 511-515). — È una continuazione di un lavoro pubblicato avanti (*Journ. de Phys.* 3ª serie, t. 6, p. 577, 1897). Sono considerazioni d'indole puramente teorica.

SACERDOTE P. *Sulle deformazioni elastiche dei recipienti sottili* (pp. 516-520). — L'A. mostra come possa trovarsi, per mezzo di calcoli semplicissimi, la deformazione che subisce un recipiente sferico o cilindrico sottile, quando esso viene assoggettato a pressioni diverse sulle due facce.

COLARDEAU E. *Ricostituzione a memoria d'un campione di lunghezza* (pp. 521-523). — Supponiamo che per una circostanza qualunque il metro campione venga distrutto, come pure tutte le sue copie e le lunghezze conosciute in funzione del metro. Ammettiamo in una parola, che non resti altro di tale unità che *il ricordo* che se ne potrebbe avere. Potrebbe tale ricordo bastare a ricostituire l'unità perduta?

L'A. ha esperimentato su 100 persone, facendo loro determinare a memoria una data lunghezza; e poi ha fatto la media delle varie determinazioni. Con tale processo, le piccole lunghezze sono state ricostruite troppo grandi; al contrario le più grandi troppo corte. Così il centimetro sarebbe stato ricostruito circa 1 mm. più lungo, il metro 7 cm. più corto. Le lunghezze comprese fra 10 e 20 cm. e più specialmente quelle vicine a 15 cm. sono state ricostruite con l'approssimazione di 1 o 2 decimi di millimetro.

BLONDLOT R. *Sulla misura diretta di una quantità d'elettricità in unità elettromagnetiche; applicazione alla costruzione d'un contatore ass luto d'elettricità* (pp. 569-573). — Un lungo rocchetto vuoto è posto in modo che il suo asse sia orizzontale; in mezzo ad esso un secondo rocchetto ad anello, formato da qualche giro di filo, è sospeso in modo che il suo piano sia verticale e che possa girare liberamente intorno al suo diametro verticale. I due rocchetti sono percorsi dalla medesima corrente; dei bicchierini di mercurio servono a stabilire le comunicazioni fra il rocchetto mobile e quello fisso. Il magnetismo terrestre essendo preventivamente compensato, il rocchetto anulare prende, sotto l'azione della corrente, una posizione d'equilibrio in cui le sue spire sono parallele a quelle del rocchetto fisso.

Se si sposta un po' da t posizione, vi ritorna compiendo delle oscillazioni isocrone. Se T è il periodo di tali oscillazioni,

ed i l'intensità della corrente, il prodotto i T è costante. Ma i T è la quantità d'elettricità che traversa una sezione qualunque del filo durante un'oscillazione, quindi: *qualunque sia l'intensità della corrente e il periodo d'oscillazione, la quantità d'elettricità che attraversa una sezione del circuito durante una oscillazione, è sempre la stessa.*

Per formare su tal principio un contatore assoluto d'elettricità applicabile all'industria, basta aggiungere ai due rocchetti una disposizione per contare automaticamente le oscillazioni.

L'A. descrive la disposizione da lui adoperata per raggiungere lo scopo. L'apparecchio obbedisce istantaneamente alle variazioni più brusche d'intensità e può servire tanto per correnti continue che per correnti alternate.

Marchis L. *Studio sperimentale di qualcuna delle deformazioni permanenti del vetro* (pp. 573-591). — È il riassunto dei capitoli 1, 2, 3, 5 del libro: *Le modificazioni permanenti del vetro e lo spostamento dello zero dei termometri*, di cui abbiamo fatto in questo stesso numero del giornale, una recenzione (pag. 396).

Demerliac R. *Ricerche sull' influenza della pressione sulla temperatura di fusione* (pp. 591-598). — Esperienze fatte sulla benzina, sulla paratoluidina, sulla naftalamina e sul bromuro d'etilene, mostrano che sotto l'influenza della pressione crescente la temperatura di fusione dapprima aumenta rapidamente, poi cresce meno velocemente, e in fine tende verso un limite che raggiunge per un certo valore della pressione; dopo tal valore essa rimane costante.

La curva rappresentativa del fenomeno è molto approssimativamente un arco d'iperbole di cui si può anche calcolare l'equazione.

Schürr J. *Sur un metodo di misura delle grandi resistenze* (pp. 598-602). — Nel galvanometro Deprez-D'Arsonval, il movimento del telaio diventa periodico se esso è chiuso su una resistenza sufficientemente grande, e il periodo può considerarsi come invariabile per le grandi resistenze. Avviene lo stesso, per il prodotto della resistenza totale del circuito per la differenza dei decrementi logaritmici che corrisponde alla resistenza data e a una resistenza infinita. Conosciuto tale prodotto per un galvanometro installato, la misura d'una resistenza dipenderà semplicemente dalla determinazione dei due decrementi.

L'A. dimostra ciò con il calcolo e ne fa la verifica sperimentale. Calcola con tal processo alcune resistenze e trova le misure concordanti con quelle ottenute con altri metodi.

DONGIER R. *Potere rotatorio del quarzo nell' infrarosso* (pp. 637-643). — Le misure sono state eseguite con due lamine di quarzo destrogire, spesse, ben pure, tagliate da un medesimo pezzo normalmente all' asse. Una di esse spessa 60^{mm},755 è stata osservata per radiazioni di lunghezze d' onda variabile da 0$^{\mu}$,761 a 1$^{\mu}$,744, l'altra spessa 27^{mm},049 è stata osservata per una sola radiazione $\lambda = 2^{\mu},20$. Il potere rotatorio osservato varia da 12°,59 a 2°,22 per la 1^a lamina, ed è di 1°,66 per la 2^a lamina. Questi valori verificano benissimo la formula di Carvallo

$$\rho = \frac{11,976n^2 - 21,027}{\lambda^2}$$

(ρ potere rotatorio, n indice di refrazione ordinario del quarzo, λ lunghezza d'onda espressa in micron).

DONGIER R. *Metodo per controllare l'orientazione delle faccie liscie di un quarzo spesso normale all'asse* (pp. 643-648). — I costruttori utilizzano il fenomeno delle spirali d'Airy per orientare normalmente all'asse le faccie parallele di un quarzo spesso. Tale metodo pratico conduce ad eccellenti risultati. Tuttavia, siccome è necessaria una lunga abitudine per acquistare la certezza di una esatta orientazione, così l'A. non ha creduto inutile descrivere un metodo che possa fornire una precisione illimitata per il controllo dell'orientazione delle faccie del cristallo tagliato.

Il metodo si fonda sul principio seguente. Se si fa attraversare da un fascio parallelo di luce bianca normalmente alle sue facce il quarzo posto fra un polarizzatore ed un analizzatore *incrociati*, si ottiene un spettro scannellato. Inclinando il cristallo rispetto alla luce incidente le scannellature si restringono spostandosi verso il rosso. Se il quarzo è ben tagliato, per una medesima inclinazione da una parte e l' altra della normale, devono passare il medesimo numero di frangie dinanzi all' occhio dell'osservatore. Alcune considerazioni teoriche mostrano l' esattezza dei ragionamenti.

BROCA A. *Sull'isolamento degli apparecchi dalle trepidazioni del suolo* (pp. 648-650) — Nuoce l' isolare un galvanometro dalle trepidazioni del suolo mediante l' impiego di pezzi di caoutchouc, poichè le oscillazioni dell' ago con tale disposizione aumentano d'ampiezza piuttosto che diminuire.

Ciò dipende dal fatto che in tal caso le trepidazioni si trasmettono con minore intensità ma con una durata maggiore. La disposizione però è consigliabile quando si debbano isolare apparecchi senza equipaggi mobili; così essa è stata praticata con

fratto per un cannocchiale astronomico e per un reticolo di Rowland.

Perot A. e Fabry Ch. *Un voltmetro elettrostatico interferenziale per campionamento* (pp. 650-659). — L'apparecchio è fondato sullo stesso principio di quello costruito precedentemente dai medesimi A. (V. *Nuovo Cimento*, S. 4, v. 8, p. 330, 1898). Esso permette di misurare direttamente una data differenza di potenziale. Il metodo consiste nel misurare l'attrazione elettrica che si esercita fra due dischi vicinissimi, l' uno fisso, l'altro portato da molle. Se fra tali dischi si stabilisce una differenza di potenziale, le molle che portano il disco mobile si flettono leggermente. Si esercita su questo disco, per mezzo di una molla sensibile, una forza antagonista sufficiente a riportarlo alla posizione primitiva. Questa forza proporzionale all'allungamento della molla, è uguale all' attrazione elettrica; la sua conoscenza quindi permette di calcolare la differenza di potenziale stabilita fra i due dischi.

Per ottenere un alto grado di esattezza, e data la piccola distanza fra i due dischi, la posizione del disco mobile viene controllata per mezzo di un sistema interferenziale.

Deprez M. *Un nuovo elettrodinamometro assoluto* (pp. 697-702). — Il solo strumento che permette di misurare direttamente l'intensità di una corrente in unità assolute è l' elettrodinamometro. Però in questi apparecchi le equazioni che rappresentano la grandezza della coppia esercita dalle parti fisse sulle parti mobili in funzione dell'intensità della corrente, non sono che approssimative.

L'A. ha invece cercato di realizzare un sistema elettrodinamico in cui le forze dovute all' azione della corrente siano funzioni *algebriche semplici e rigorosamente esatte* delle dimensioni dei circuiti fissi e dei circuiti mobili. Ha ottenuto lo scopo con una disposizione speciale, in cui dimostra col calcolo esser soddisfatte le condizioni proposte.

Pellat H. *Energia del campo magnetico. Modificazione del ragionamento classico che conduce alla formula di Neumann* (pp. 702-708). — L'A. mostra col calcolo, che l' espressione abitualmente ammessa per l' energia del campo magnetico deve essere modificata perchè bisogna tener conto del calore che il sistema deve prendere o fornire al mezzo esterno durante la sua magnetizzazione, per mantenere la sua temperatura costante. Considera successivamente i tre casi seguenti: 1° Il campo è costituito unicamente da calamite permanenti; 2° il campo è costituito unicamente da correnti in un mezzo di cui la permeabilità è indipendente dall'intensità del campo; 3° il campo è prodotto insieme da correnti e da calamite permanenti.

HOULLEVIGNE L. *Sulla presenza del carbone nel ferro elettrolitico* (pp. 708-709). — Il ferro elettrolitico è lungi dall'esser puro. Oltre ad altre sostanze esso può contenere del carbone in ragione del 0,017 al 0,035 %,

BROCA A. *Qualche proprietà delle scariche elettriche prodotte in un campo magnetico. Assimilazione al fenomeno di Zeeman* (pp. 710-717). — Se l'ipotesi di Crookes sui raggi catodici è esatta, se cioè questi sono dovuti a un trasporto di ioni, si devono riscontrare con i raggi catodici fenomeni analoghi a quello di Zeeman. Cioè, si devono avere, ponendo un tubo di Crookes entro un campo magnetico, per un valore conveniente di questo, l'esistenza simultanea di due specie di raggi catodici: alcuni che s'avvolgono attorno al campo, altri che si dirigono secondo il campo medesimo. Esperienze eseguite su tubi di diversa forma e con campi magnetici da 6000 a 8000 unità C. G. S. hanno confermato tale fatto, di modo che la teoria di Crookes sui fenomeni catodici è effettivamente la sola probabile; ammettendola si vede dalle esperienze dell'A. che le molecole cariche, emesse in un campo magnetico, si distribuiscono come esige la teoria di Zeeman-Lorentz.

CARRÈ F. *Gas che seguono la legge di Joule* (pp. 718-719). — Un gas che segue la legge di Mariotte e di Gay-Lussac, segue anche la legge di Joule; lo si chiama un gas perfetto. La reciproca non è però vera.

L'A. con semplici calcoli dimostra che il lavoro interno di un gas può rimanere nullo, senza che il gas segua alcuna delle due leggi di Mariotte e Gay-Lussac.

R. FEDERICO.

The Physical Review.

Vol. 7, Settembre, Ottobre, Novembre, Dicembre 1898.

MERRITT E. e STEWART O. *Proprietà elettriche dei vapori dell'arco a carboni* (pp. 129-148). — Gli A. studiano le proprietà dei vapori che si producono nell'arco elettrico fra carboni e giungono alle seguenti conclusioni:

1° I vapori prodotti dall'arco elettrico hanno la proprietà di scaricare i corpi elettrizzati che sono messi in loro contatto. In generale le proprietà elettriche di questi vapori sono simili a quelle dei gas azionati dai raggi X, o a quelle dei gas di una fiamma. Eccetto per bassi potenziali, la scarica non è proporzio-

nale al potenziale, ma si avvicina ad un limite quando il potenziale cresce.

2° Questo potere di scarica resta uguale quando i vapori sono passati attraverso un lungo tubo di vetro o di metallo e vi rimangono almeno per dieci secondi.

3° Quando sono passate fra un conduttore carico ed uno al suolo i vapori perdono in larga parte il loro potere conduttore, e lo stesso succede allorchè si fanno passare attraverso la lana di amianto.

4° Quando i vapori sono passati fra due conduttori in comunicazione col suolo, assumono la proprietà, simile a quella che hanno i gas ionizzati dai raggi X, di scaricare più rapidamente i corpi elettrizzati negativamente che quelli caricati positivamente. Questo fenomeno può spiegarsi, probabilmente pensando che gli ioni negativi si diffondano più rapidamente di quelli positivi.

5° Le cariche positive e negative in generale sono dissipate dai vapori con uguale rapidità; ma con un arco verticale si osserva che i vapori presso il carbone inferiore non hanno uguale potere scaricatore per le due elettricità: lo hanno minore per l'elettricità dello stesso segno del carbone. Questo è vero qualunque sia il segno del carbone inferiore; e non si altera il fenomeno mettendo al suolo l' altro carbone.

6° Se l' aria o l' idrogeno, saturati con vapor d' acqua, sono introdotti nel recipiente che contiene l' arco, il potere conduttore dei vapori è molto aumentato; ma quest' effetto non si osserva più quando il corpo da scaricarsi è a considerevole distanza dall' arco.

Taylor S. N. *Confronto della f. e. m. della pila Clark con quella al cadmio* (pp. 149-170). — Il resultato di questo studio è che, con pari difficoltà di costruzione della Clark, si può avere nella pila al cadmio una f. e. m. uniforme come nella migliore Clarck.

Goodwin H. M. e Burgess G. H. *La pressione osmotica di alcune soluzioni di eteri e sua relazione con la legge Boyle e Van 't Hoff* (pp. 171-187). — Gli A. determinano la pressione osmotica delle soluzioni di naftalina, benzofenone e difenilamina nell' etere a 12°,9 C., dalla misura delle pressioni del vapore di queste soluzioni a concentrazioni che corrispondono alla pressione osmotica oscillante fra una a circa venticinque atmosfere. Studiano poi il noto prodotto P V con la pressione, e trovano che nessuna delle suddette soluzioni si comporta come un gas perfetto, ma piuttosto come un gas imperfetto, giacchè il prodotto indubbia-

mente decresce col crescere della pressione. Questo è molto manifesto col benzofenone, meno colla naftalina; per la difenilamina il prodotto diminuisce fino circa alle diciotto atmosfere, poi diviene costante o cresce. L'azobenzene invece si avvicina molto alle condizioni da un gas perfetto.

È probabile che ogni sostanza in soluzione abbia le sue proprie equazioni di condizione che ne collegano la temperatura, la pressione osmotica e il volume analogamente a quello che succede per ogni gas più o meno facilmente compressibile. Le sostanze analoghe ai gas permantenti sarebbero un' eccezione.

GUTHE K. E. *Polarizzazione e resistenza interna di pile elettrolitiche* (pp. 194-198). — Le variazioni di resistenza di un liquido al variare della corrente sono dovute al fatto che la polarizzazione degli elettrodi non è mai completamente eliminata. Esse possono rappresentarsi con una formula che tenga conto della polarizzazione. Fra le numerose teorie l' A. sceglie quella proposta dal Wiedeburg la quale dà per la polarizzazione di un voltametro ad elettrodi di ugual superficie:

$$p = P\left(1 - e^{-\frac{\beta}{s}q}\right)$$

dove P denota un valore limite, β è una costante che dipende dagli elettrodi la cui superficie è s, e q è la quantità di elettricità che passa attraverso il voltametro. Mettendo in calcolo questa polarizzazione, l' A. giunge alla formula:

$$\rho - r = \frac{P}{I}\left(1 - e^{-KI}\right)$$

dove ρ indica la resistenza liquida non tenendo conto della polarizzazione, e r è quella reale: essa mostra che $\rho = r$ per corrente molto intensa, mentre $\rho - r$ diviene infinitamente grande quando la corrente si annulla. L' A. verifica coll' esperienza la completa esattezza della formula.

GRAY T. *Resistenza dielettrica dei materiali isolanti* (pp. 199-209). — Scopo della presente Memoria è di ottenere con precisione i valori della resistenza dielettrica di varie sostanze in date condizioni, e di determinare la sua variazione con la grossezza del campione, con la temperatura e col carattere della forza elettromotrice usata. In questa pubblicazione l' A. dà i primi risultati a cui è pervenuto per alcuni dielettrici, limitandosi solo all' esa-

me dell' influenza della loro grossezza. Nel caso dell' aria dà una serie di misure fatte con una f. e. m. alternata di circa 8000 periodi completi per minuto; i risultati mostrano che non c'è alcuna differenza fra il massimo valore della f. e. m. alternativa e e la f. e. m. statica richieste per produrre una scintilla di una data lunghezza fra due piani.

Brown N. H. *Studio fotografico dell' arco elettrico* (pp. 210-216). — L' A. fotografa l' arco elettrico sur una lastra sensibile in rapido movimento; descrive ed esamina le varie fotografie ottenute, alcune delle quali sono riportate nella Memoria.

Merrit E. *Deviazione magnetica dei raggi catodici riflessi* (pp. 217-224). — Scopo dell' A. è di determinare se i raggi catodici diretti e quelli riflessi sono ugualmente deviati da un magnete. Come ha mostrato il Lenard, tutte le varie proprietà di un fascio di raggi catodici sono determinate dalla loro deviazione magnetica, precisamente come le proprietà di un fascio di luce sono specificate dalla sua rifrangibilità. Ora se i raggi para-catodici sono deviati quanto i catodici che li producono, è ragionevole concludere che anche le altre loro proprietà sono le stesse, e in tal caso è poi molto plausibile di credere che questi raggi nascano per riflessione. Quest' ultimo fatto non può ammettersi se la deviazione magnetica risulta diversa, ed allora siamo in presenza di raggi le proprietà dei quali rimangono ancora da investigare.

L' A. eseguisce molte serie di esperienze sur un tubo di forma speciale, e trova che la deviazione magnetica dei raggi catodici riflessi è uguale a quella dei diretti. Se si accetta la teoria del Crookes questo fatto indica che la velocità delle particelle non è sensibilmente alterata dalla riflessione.

Cole A. D. *Misura di onde elettriche corte e loro trasmissione attraverso all'acqua* (pp. 225-230). — L' A. si è proposto di determinare il potere assorbente dell' acqua per onde elettriche di 5, 8 e 16 cm., e adopra il seguente metodo: l' energia irradiata da un eccitatore Righi è ricevuta e misurata prima senza nessuno ostacolo, poi con una sottile lamina di acqua interposta, e finalmente con una lamina più grossa. La differenza fra le ultime due misure, confrontata con la prima, dà l' assorbimento dell' acqua per una grossezza uguale alla differenza di grossezza delle due lamine. L' A. ha però osservato che il 30 % della radiazione viene dissipata dalle pareti della scatola di vetro che contiene l'acqua; questa perturbazione non gli ha permesso ancora di presentare i dati necessari pel calcolo dal potere assorbente dell' acqua.

SMITH J. H. *Influenza di un corto circuito secondario sopra la scarica oscillatoria di un condensatore* (pp. 231-235). — Si esamina l'effetto di un rocchetto secondario chiuso di piccola resistenza sopra la scarica oscillatoria di un condensatore. Si dimostra teoricamente che, sotto certe condizioni, la presenza di un rocchetto secondario causa una diminuzione nel periodo naturale di vibrazione del circuito primario. L'esperienza conferma il risultato.

SANFORD F. e RAY L. E. *Sopra una possibile variazione di peso nelle reazioni chimiche* (pp. 236-238). — Gli A. studiano la reazione chimica che avviene nella riduzione dell'iodio dall'ioduro potassico mediante il cloruro ferrico; e per quattro successivi mesi compiono delle pesate con grande accuratezza. Trovano in media un apparente aumento di peso dopo ciascuna reazione di 0,02 mg. con un errore probabile di 0,014 mg.; cioè la variazione di peso è di circa un diecimilionesimo del peso delle sostanze reagenti.

MATTHEWS C. P. *Un modo di registrare le pose fotometriche* (pp. 239-241). — L'A. descrive una disposizione meccanica da unirsi ad un fotometro, per fare più misure di seguito colla massima celerità. Invece di leggere la scala del fotometro, la posizione dello schermo pellucido viene fissata da un foro che si fa sulla carta avvolta sur un cilindro ruotante. L'errore nella lettura è diminuito del 10 %.

BEDEL F., KLEIN R. M. e THOMPSON T. P. *La grossezza più opportuna per le lamine da trasformatori* (pp. 242-245). — Gli A. cercano la grossezza sufficientemente prossima al minimo di perdita nelle condizioni pratiche per un grado ordinario di induzione, o di frequenza, o di grossezza d'isolamento.

HALL E. H. *Nota sulle esperienze di I. Bosi sulla resistenza degli elettroliti in movimento* (pp. 246-247). — Non trova l'A. confermati i risultati ottenuti da I. Bosi (Vedi *Nuovo Cimento*, Aprile 1897).

PATTERSON G. W. e GUTHE K. E. *Nuova determinazione dell'equivalente elettrochimico dell'argento* (pp. 257-282). — In tutte le determinazioni fin qui fatte il valore dell'equivalente elettrochimico dell'argento dipende dalla conoscenza, più o meno esatta, sia dell'accelerazione della gravità, sia dell'intensità orizzontale del campo magnetico terrestre. Gli A. si propongono di fare una nuova determinazione con un metodo indipendente da g e da H, bilanciando il momento dovuto all'azione elettrodinamica dei due rocchetti di un elettrodinamometro assoluto, di speciale costru-

zione, per mezzo del momento di torsione di un filo. Le misure si riducono così a quelle di massa e di lunghezza, ciò che autorizza a credere che il valore da essi trovato comporta solo l' errore di $^1/_{1000}$. Trovano, come risultato delle loro esperienze, condotte con molta cura, che l' equivalente elettrochimico dell' argento è gr. 0,0011192 per ampère per secondo.

Eddy H. T., Morley E. W. e Miller D. C. *Velocità della luce nel campo magnetico* (pp. 283-295). — La presente Memoria si compone di due parti, nella prima delle quali il Prof. H. T. Eddy discute le equazioni differenziali parziali del moto della luce polarizzata in un campo magnetico. Queste equazioni contengono dei termini esprimenti la f. e. m. trasversale dovuta al fenomeno Hall. La soluzione particolare di queste equazioni proposta dal Rowland contiene un fattore periodico dipendente dal tempo. Il Prof. Eddy discute e confronta con questa una diversa soluzione particolare contenente un fattore periodico che dipende dallo spazio che i raggi traversano nel campo, e mostra che la velocità d'un raggio aumenta se esiste un fattore periodico dipendente dal tempo, ma diminuisce per un fattore dipendente dallo spazio.

Nella seconda parte E. W. Morley e D. C. Miller descrivono un metodo per dimostrare sperimentalmente l'esistenza del supposto effetto, che consiste, dunque, in una diminuzione della velocità della luce passante attraverso un campo magnetico, in un mezzo che produce la rotazione del piano di polarizzazione. L'apparecchio ottico adoperato è il refrattometro interferenziale usato già dal Michelson; la luce attraversa gli assi di due grandi solenoidi, che si fanno percorrere da una forte corrente.

Non fu osservato nessun effetto con tale apparecchio, e ciò devesi al fatto che l'effetto da rilevarsi è solo di due centomilionesimi di lunghezza d'onda, mentre il più piccolo effetto osservabile fu di cinque centesimi; cioè l'effetto da trovare fu la quattro milionesima parte del più piccolo osservabile coll'apparecchio. Questo può giustificare l'insuccesso.

Ferry E. S. *Studio fotometrico dello spettro dei miscugli di gas a basse pressioni* (pp. 296-306). — La questione della distribuzione di energia fra i costituenti di un miscuglio luminoso di gas ha fin qui attirato poca attenzione, ed è stato argomento di ben poche esperienze. L'A. si propone perciò di studiare lo spettro del miscuglio di due gas, non aventi fra loro azione chimica, sotto diverse condizioni di proporzione, pressione e intensità di corrente eccitatrice. Gli apparecchi usati sono uno spettroscopio, un tubo a scarica, in comunicazione con una pompa a mercurio,

una batteria di 1200 accumulatori, un galvanometro d'Arsonval e un bruciatore in comunicazione con un regolatore di pressione a gas per avere il campione di spettro. Il miscuglio qui studiato è composto di idrogeno ed azoto.

Trova l'A. che quando un gas è in un miscuglio in larga proporzione, la luminosità d'una linea del suo spettro varia direttamente con la corrente, quando la pressione del gas è costante; la luminosità varia in ragione inversa della pressione, se la corrente è costante. In altre parole, quando un gas è in larga proporzione in un miscuglio, la luminosità del suo spettro segue le medesime leggi, rispetto alle variazioni di corrente e di pressione che segue quando il gas è puro. Quando il gas si trova nel miscuglio in piccole dosi le leggi sono diverse: a pressione costante la luminosità aumenta molto meno della corrente; a corrente costante cresce prima al decrescere della pressione, ma dopo che la pressione è stata diminuita fino ad un certo valore, la luminosità rimane quasi costante. Se poi il gas è nel miscuglio in quantità piccolissime, la luminosità delle sue linee non varia come la corrente, ma cresce molto meno di essa. Dunque la luminosità relativa delle linee di diversi elementi presenti in un miscuglio è funzione della proporzione degli elementi del miscuglio, della intensità della corrente che lo rende luminoso, e della sua pressione.

Infine, la luminosità di una linea spettrale di un elemento è quasi, ma non affatto, proporzionale alla quantità dell'elemento presente nel miscuglio.

G. Ercolini.

Communications from the physical laboratory at the University of Leiden. N. 41.

Van Everdingen E. Jr. *Il fenomeno di Hall negli elettroliti* (pp. 1-13). — Alcuni fisici si sono occupati della questione e mentre il Ròiti ed il Chiavassa negano il fenomeno, osservando che la differenza di potenziale che si produce quando si eccita il campo magnetico è dovuta a forze ponderomotrici esercitate dalla forza magnetica sulle particelle del sale in soluzione, il Bagard sostiene invece l'esistenza del fenomeno. L'A., basandosi sulla teoria del Lorentz, dimostra che nella soluzione posta in un campo magnetico si produce una differenza di concentrazione alla quale sono certamente dovuti i fenomeni osservati dal Bagard; e perciò il fenomeno Hall nei liquidi non esiste.

N. 43.

HARTMAN M. A. *Composizione e volume delle fasi coesistenti di vapore e liquido di miscugli di acido metilcloridrico e carbonico* (p. 14). — L' A. studia questi miscugli per verificare la teoria di Van der Waal su di essi.

N. 44.

KAMERLINGH ONNES. *Un manometro campione aperto di altezza ridotta, con trasmissione di pressione mediante gas compresso* (p. 26). — Il principio su cui si fonda questo manometro è quello stesso sul quale Richard costrusse il suo a branche multiple, con la differenza però che le comunicazioni fra le branche sono qui fatte con gas compresso invece che con acqua. Consta di 15 branche e permette di misurare la pressione fino a 100 atmosfere. Mediante una speciale disposizione, ciascuna branca può usarsi sia come manometro semplice, sia come manometro differenziale.

N. 45.

VERSCHAFFELT J. *Misure sul sistema delle linee isoterme vicino al punto doppio, e specialmente sul processo della condensazione retrograda di un miscuglio di acido carbonico e idrogeno* (p. 14). — L'A. riporta le misure fatte allo scopo di studiare il processo di condensazione lungo diverse linee x di una stessa superficie ψ di Van der Waal, specialmente fra x e il punto doppio e fra x e il punto critico di contatto; cioè allo scopo di conoscere per una data composizione del miscuglio di acido carbonico e idrogeno, il processo di condensazione lungo linee appartenenti alle superfici ψ per diverse temperature, vicino e specialmente fra la temperatura del punto doppio e quella del punto critico di contatto per ogni data x.

N. 46.

SIERTSEMA L. H. *Misure sulla dispersione rotatoria magnetica dei gas* (p. 14). — In questo, che può dirsi il riepilogo di parecchi estesi suoi lavori precedenti, l'A. discute le varie formule d' interpolazione e gli errori probabili delle misure già eseguite, e riporta le curve che mostrano la relazione esistente fra la costante rotatoria magnetica e la lunghezza d' onda; esse provano che la dispersione rotatoria magnetica è quasi la stessa per tutti i gas, eccetto che per l' ossigeno. Se si considera il gran coefficiente di magnetizzazione di quest'ultimo, è evidente che la dispersione rotatoria magnetica dipende dalle sue proprietà magnetiche.

Supplemento N. 1.

SIERTSEMA. *Misure della polarizzazione rotatoria dell'ossigeno e di altri gas, nelle diverse parti dello spettro visibile, e determi-*

nazione della costante di rotazione magnetica dell'acqua per la riga D del sodio (p. 90). — Il gas è introdotto ad alta pressione in un tubo posto secondo l'asse di due lunghi rocchetti, e le estremità del quale sono rilegate a due recipienti più larghi, che contengono i nicol incrociati, e chiusi da lastre di vetro. La luce, resa parallela nella direzione dal tubo, cade sur un primo nicol che la polarizza rettilineamente, traversa il tubo, e giunge al secondo nicol ove è completamente estinta.

Quando il tubo è pieno d' un gas sotto alta pressione e la corrente è mandata nei rocchetti, il piano di polarizzazione della luce che traversa il tubo ruota, e tutta la luce non è più arrestata dall'ultimo nicol. Per ottenere di nuovo l'estinzione bisogna girare uno dei nicol rispetto all'altro, ciò che l'A. ottiene con una torsione del tubo. Una estinzione completa per rotazione del polarizzatore si ha solo con luce monocromatica, e poichè la rotazione varia da un colore all'altro, si estingue sempre una sola specie di luce per volta. Ricevendo dunque sur un prisma la luce emergente, l' A. osserva in un cannocchiale uno spettro con una regione oscura che si sposta durante la rotazione del polarizzatore.

Le misure sono state fatte per determinare le costanti di rotazione magnetica dell' ossigeno, azoto, aria e altri miscugli dei due primi gas, idrogeno, acido carbonico e protossido d'azoto per colori diversi dello spettro visibile, e dell'acqua per la riga D.

G. Ercolini.

SULLA DISTRIBUZIONE DELL'INDUZIONE MAGNETICA ATTORNO AD UN NUCLEO DI FERRO,

del Prof. A. STEFANINI [1]).

Oggidì l'uso divulgatissimo del rocchetto di Ruhmkorff ha aumentato l'interesse delle ricerche intorno a questo strumento, specialmente di quelle intese ad aumentarne la potenza. Una modificazione diretta a questo scopo è quella proposta fin dal 1890 dai Dott. G. Scarpa ed L. Baldo nel vol. IX della *Elettricità*. Avendo essi costruito l'indotto sezionato in tre parti, di guisa che con la corrente inducente fornita da una batteria di 3 Bunsen dava una scintilla di 6 cm., togliendo poi dal circuito la sezione mediana ottennero una scintilla di cm. 6,5 che giunse ad 8 cm. dopo che sulle due sezioni estreme fu avvolto il filo della sezione mediana soppressa. La scintilla giunse poi a cm. 12,5 di lunghezza, cambiando le comunicazioni fra le due sezioni indotte, cioè facendo in modo che, capovolgendone una, si avessero liberi ai due estremi i capi delle spire periferiche e stabilendo le comunicazioni fra una sezione e l'altra mediante i capi delle spire più interne.

Queste osservazioni dei sigg. Scarpa e Baldo non sono state peraltro utilizzate dai costruttori di rocchetti, i quali seguitano ad avvolgere uniformemente l'indotto su tutta la lunghezza dell'induttore; e d'altra parte le teorie e le misure che a proposito dei rocchetti Ruhmkorff sono state pubblicate, fino a questi ultimi giorni [2]), non sarebbero in grado di render ragione delle particolarità sopra riferite, specialmente dell'ultima, che riguarda l'influenza esercitata dal modo di fare

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Colley, C. Rend. 110, p. 700, 1890. — H. Heydweiller, Habilitationsschrift, Würzburg, 1887. — A. Oberbeck, Wied. Ann. 62, pp. 109-137, 1897. — B. Walter, Wied. Ann 62, pp. 300-322, 1897. — H. Armagnat, L'Eclairage électr. 15, 52, 1898.

le comunicazioni fra le diverse sezioni in cui è diviso l'indotto.

Un aumento dell'induzione analogo a quello che nelle esperienze surriferite si sarebbe presentato accumulando le spire del circuito secondario in vicinanza degli estremi dell'induttore, fu segnalato dall'Ascoli [1]), il quale trovò che in alcuni casi l'induzione magnetica entro la massa del ferro va crescendo dal centro all'estremità del nucleo. Ma le esperienze che fece l'Ascoli sulla distribuzione del magnetismo indotto nel ferro, non sono sufficienti, come egli stesso fa notare, per stabilire una legge generale di tale distribuzione, e lasciano soltanto intravedere l'influenza del rapporto λ fra la lunghezza e il diametro del nucleo, e quella dell'intensità del campo. L'Ascoli trovò infatti che per $\lambda = 206$ e per campi superiori a circa 20 unità C. G. S. l'induzione va continuamente crescendo dal centro all'estremità del nucleo, mentre per un campo di 8 C. G. S. l'induzione presenta un massimo in un punto intermedio; per $\lambda = 155$ il massimo si ha per un campo di 26 C. G. S.; per campi maggiori l'induzione cresce continuamente, e per campi minori decresce invece continuamente dal centro all'estremità. Per $\lambda = 103$ si avrebbe quel massimo per campi al di sopra di 20 C. G. S; per campi inferiori l'induzione andrebbe sempre scemando dal centro all'estremità, e per $\lambda < 80$ la diminuzione continua dal centro all'estremità si presenterebbe per qualunque valore del campo.

Non si può peraltro ritenere che le curve date dall'Ascoli rappresentino il vero andamento dell'induzione, perchè sono tracciate mediante tre sole determinazioni per ciascuna (al centro, a $^9/_{20}$ e a $^9/_{10}$ della semilunghezza); infatti vedremo in seguito che anche per $\lambda = 250$ e più, il massimo intermedio si presenta, nella massa del ferro, ancora per $H = 56$ C. G. S.

Nel caso di nuclei corti, i resultati dell'Ascoli si trovano del resto confermati dalle misure eseguite recentemente dal Gill, [2]) il quale per nuclei con $\lambda < 70$ osservò una diminuzione continua dell'induzione, dal centro all'estremità.

1) L'Elettricista, 2, 123 e 177, 1898.
2) Gill, Phil. Mag. 46, p. 478, Novembre 1898.

I resultati sopra citati dall'Ascoli, se la distribuzione che vale per il nucleo di ferro si potesse estendere anche allo spazio esterno alla spirale magnetizzante, sarebbero dunque in contradizione con quelli dei Dott. Scarpa e Baldo; perchè quantunque nella loro Nota sopra citata non sieno riferite le dimensioni del rocchetto da essi adoperato, si può ritenere molto probabile che, com' è in tutti i rocchetti messi in commercio, anche per quello fosse $\lambda < 80$; e poichè è difficile che con i tre elementi Bunsen di modello medio da essi adoprati si avesse la produzione di un campo superiore a 64 C. G. S., quale fu il massimo di quelli adoperati dall'Ascoli, parrebbe che l' induzione magnetica, anche nel rocchetto costruito dai prelodati Dottori, avrebbe dovuto andar diminuendo continuamente dal centro all' estremità.

Nasce quindi il dubbio che la distribuzione, al di fuori del nucleo e del rocchetto magnetizzante, possa esser diversa da quella che l'Ascoli indicò per la massa del nucleo ; e si fu per risolvere tale questione che intrapresi le esperienze che formano l' oggetto di questa Nota.

Ho adoperato due rocchetti magnetizzanti.

Il primo ha una lunghezza di cm. 30 e contiene 2544 spire avvolte in quattro strati sopra un tubo di vetro del diametro esterno di 1,2 cm.; contiene quindi 84,8 spire per centimetro.

Il secondo è lungo cm. 70,2, è formato da un solo strato di filo avvolto sopra un tubo di vetro del diametro esterno di cm. 1,8 e contiene 9,2 spire per centimetro.

Quando adopravo questi rocchetti, il nucleo era formato da uno o più fili di ferro (del diametro di cm. 0,08) contenuti entro adattati tubi di vetro, e per mezzo di opportuni tappi di sughero era sempre mantenuto lungo l' asse del rocchetto magnetizzante.

Con queste spirali magnetizzanti potevo anche ripetere le misure dell'Ascoli, relative alla distribuzione dell' induzione magnetica nello spazio compreso fra il nucleo e la spirale magnetizzante; e a tale scopo adoprai delle spiraline indotte, esploratrici, formate con filo di $^1/_{10}$ di mm. avvolto su tubi di

vetro che si potevano fare scorrere sul tubo che conteneva il nucleo di ferro.

Per misurare l' induzione nello spazio esterno alla spirale magnetizzante, feci uso di spirali indotte di tre diametri diversi, e cioè di 3, 11,2 e 18,5 cm. formate ciascuna da un medesimo numero di spire di filo di $^1/_3$ di mm. avvolto sopra rocchetti a gola molto stretta (mm. 6,5) e che potevano introdursi l' uno dentro l' altro, in modo da tenere le tre spirali in uno stesso piano. Poichè nelle mie ricerche non importava conoscere il valore assoluto dell' induzione, non era necessario fare le correzioni indicate dall'Ascoli [1]) per lo spazio che entro la spirale indotta non è occupato dal ferro.

Le misure dei valori relativi del flusso d' induzione sono state fatte con un galvanometro balistico del tipo Du Bois e Rubens, nel quale la durata di oscillazione degli aghi è di 12 sec. e la cui sensibilità è tale che la deviazione di 1 mm. letta su una scala distante 1 metro vale $1,9 \times 10^{-9}$ amp.

La corrente magnetizzante era fornita da una batteria di pile Leclanchè con carbone poroso ripieno di biossido di manganese, e si manteneva discretamente costante: era misurata da un amperometro Deprez-Carpentier, e si poteva far variare con un reostato Wheatstone a filo di platino, incluso nel circuito del rocchetto magnetizzante.

Per mettermi nelle condizioni di funzionamento dei rocchetti di Ruhmkorff studiai il magnetismo temporaneo, misurando l' induzione alla chiusura della corrente nel primario; non misurai che poche volte quella all' apertura, perchè riusciva più difficile mantenere la corrente costante tenendo chiuso il circuito per molto tempo, e ancor più perchè ritenevo difficile che l' apertura del circuito si facesse sempre con la medesima velocità. Ma anche le misure fatte con la corrente di apertura condussero a resultati analoghi a quelli ottenuti con la corrente di chiusura. È inutile avvertire che per eliminare le irregolarità derivanti dallo stato variabile del nucleo, prima di ogni misura il circuito della corrente magnetizzante veniva

1) L'Elettricista, 2, pag. 134, 1893.

chiuso ed aperto circa 50 volte di seguito con un interruttore a mercurio.

Ma, a motivo delle variazioni, sia pure deboli, della corrente magnetizzante, e della diversa durata che può avere, da una volta all' altra, il periodo variabile di essa, è ben difficile che due serie di misure, fatte a breve intervallo di tempo, diano gli stessi valori per l' induzione in una medesima sezione del nucleo; quindi il metodo di spostare lungo il nucleo la spirale indotta, se può servire a dare un' idea sommaria dell' andamento dell' induzione, non può dare con sicurezza la legge di quella variazione, nè svelare in quale sezione precisa del nucleo si abbia, eventualmente il massimo dell' induzione.

Per eliminare questo inconveniente, si potrebbe ricondurre col reostato la corrente ad avere ogni volta lo stesso valore, ma ciò sarebbe molto tedioso. Preferii perciò di ricorrere ad un altro metodo, che permettesse di conoscere la distribuzione dell' induzione con maggior sicurezza, ed a tale scopo feci uso di due spiraline indotte, perfettamente uguali fra loro, disposte in opposizione nel circuito del galvanometro e una delle quali era tenuta fissa al centro del nucleo, mentre l' altra si spostava su tutta la lunghezza. La deviazione galvanometrica, se si aveva, indicava col suo segno quale delle due spiraline prevaleva; e tale indicazione era indipendente da ogni causa di errore: cioè non dipendeva dalle variazioni che potevano aversi nell' intensità e nella durata della chiusura della corrente fornita dalla pila, perchè in ogni misura la corrente magnetizzante era precisamente la stessa, e la chiusura del circuito avveniva nelle medesime condizioni per ambedue le spiraline indotte.

Determinata una volta l' induzione che si ha nella spiralina che sta fissa al centro del nucleo, le deviazioni ottenute coll' anzidetto metodo di opposizione servono anche a fornire il valore dell' induzione nelle altre sezioni, con un' approssimazione sufficiente, e maggiore di quella che si avrebbe spostando lungo il nucleo una sola spiralina.

Quando adoperavo spirali di diametri diversi, le resistenze di tutte erano rese uguali a quella della spirale maggiore, in

modo che le deviazioni che si avevano quando si usavano separatamente erano direttamente confrontabili.

Ecco ora i resultati da me ottenuti.

1) Cominciai dallo studio di un nucleo che avesse, relativamente a quella del rocchetto magnetizzante, la stessa lunghezza che aveva il nucleo più lungo che fu studiato dall'Ascoli; poi adoprai altri nuclei, che fossero di dimensioni più confrontabili con quelle, che servono comunemente pei rocchetti di Ruhmkorff.

L' induzione nello spazio esterno alla spirale magnetizzante fu studiata con tre coppie di spiraline indotte, di diametro diverso, disposte due a due successivamente in opposizione.

Le dimensioni di tali spiraline sono le seguenti:

Spirali	1A e 1B	diametro	cm.	3,0
»	2A e 2B	»	»	11,2
»	3A e 3B	»	»	18,5

La gola rettangolare su cui è avvolto il filo ha la larghezza di cm. 0,65; e le spire sono, per tutte, in n.° di 76, avvolte in 4 strati.

Uno dei sistemi di spirali, cioè quello le cui spirali son notate colla lettera A, era tenuto fisso al centro; l'altro sistema era spostato lungo il nucleo. Un commutatore a pozzetti di mercurio disposti circolarmente permetteva di includere nel circuito del galvanometro una qualunque delle coppie di spirali, o una spirale sola.

Con il rocchetto magnetizzante n.° 2, lungo cm. 70,2, adoperai per nucleo un fascio di 6 fili di ferro, ciascuno del diametro di cm. 0,08, e lungo cm. 50. Il rapporto fra la lunghezza e il diametro della sezione metallica ha quindi, per questo nucleo, il valore $\lambda = \frac{50}{0,08 \times \sqrt{6}} = 256$. La corrente magnetizzante aveva l' intensità di 2 amp.; il campo magnetico era perciò $H = 23,1$ C. G. S. circa.

Le condizioni del nucleo e del campo magnetico sono, con questo nucleo, tali, che, secondo i resultati dell' Ascoli, per l' induzione entro la massa del ferro si dovrebbe presentare un massimo a una certa distanza dal centro.

Le misure da me eseguite hanno dato i resultati raccolti nella tabella seguente e rappresentate dalle curve delle figure 1, 2, 3.

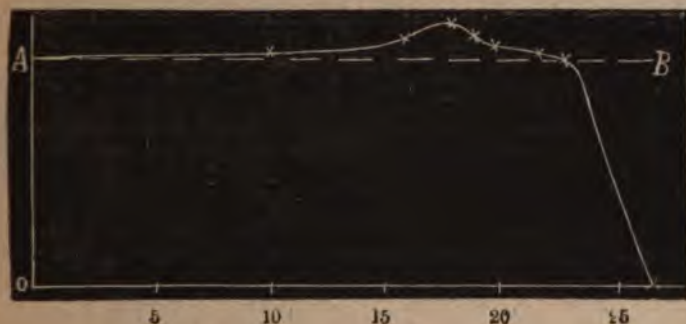



Fig. 1.

Rocchetti 1 **A.** e 1 **B.**; diametro cm. 3,0.

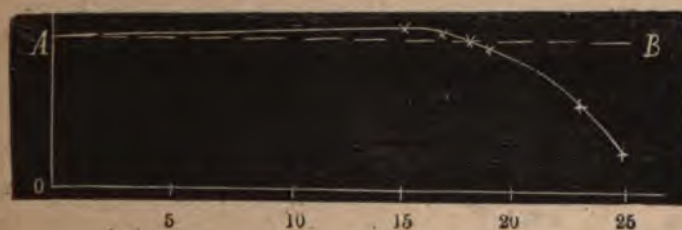



Fig. 2.

Rocchetti 2 **A.** e 2 **B.**; diametro cm. 11,2.

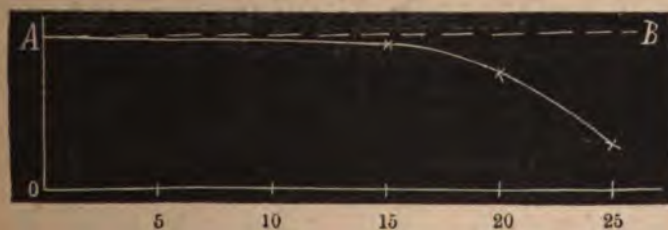



Fig. 3.

Rocchetti 3 **A.** e 3 **B.**; diametro cm. 18,5.

In queste curve le ascisse rappresentano le distanze dal centro del nucleo, le ordinate le deviazioni galvanometriche.

Lo zero delle ordinate è sulla retta AB di ciascuna figura, e corrisponde all'equilibrio fra le induzioni dei due rocchetti, posti in opposizione nel circuito del galvanometro. Le deviazioni rappresentate al di sopra della AB indicano che l'induzione nella sezione corrispondente prevale su quella che si ha al centro del nucleo.

POSIZIONI DELLE SPIRALI		L'ago del galvanom. devia		Deviazione in millimetri della scala	Osservaz.
1 A.	1 B. (Diametro cm. 8,0)	da	a		
al centro	a cm. 5 dal centro	equilibrio		—	
»	» 10 »	10,5	10,1	— 4	predomina 1 B.
»	» 15 »	13,0	12,5	— 5	
»	» 16 »	12,0	10,8	— 12	
»	» 18 »	13,0	11,0	— 20	
»	» 19 »	13,0	12,0	— 10	
»	» 20 »	14,0	13,2	— 8	
»	» 22 »	13,0	12,8	— 2	
»	» 23,1 »	equilibrio		—	
»	» 23,2 »	9,9	10,9	+ 10	predomina 1 A.
»	» 24 »	13,0	16,5	+ 35	
»	» 25 »	13,0	17,0	+ 40	
»	» 27 »	13,0	25,0	+120	
2 A.	2 B. (Diametro cm. 11,2)				
al centro	a cm. 10 dal centro	12,3	12,2	— 1	predomina 2 B.
»	» 15 »	12,7	12,0	— 7	
»	» 17 »	14,0	13,8	— 2	
»	» 18 »	equilibrio		—	
»	» 19 »	13,5	13,7	+ 2	predomina 2 A.
»	» 20 »	13,5	14,3	+ 8	
»	» 23 »	13,0	16,5	+ 35	
»	» 25 »	13,0	19,0	+ 60	
3 A.	3 B. (Diametro cm. 18,5)				
al centro	a cm. 10 dal centro	equilibrio		—	
»	» 15 »	13,5	13,8	+ 3	predomina 3 A.
»	» 20 »	14,0	16,0	+ 20	
»	» 25 »	14,0	20,0	+ 60	

Da questa tabella si vede che l'induzione nello spazio

esterno alla spirale magnetizzante non segue la stessa legge che vale per la massa del ferro. Infatti, fino alle spirali 2A e 2B, cioè fino ad una distanza di cm. 11,2 dall' asse del nucleo, si presenta un massimo per una sezione compresa fra il centro e l' estremità, come avviene entro la massa del ferro, ma per la spirale 3B, che ha il diametro di cm. 18,5 si ha una diminuzione continua dal centro all'estremità. Ed un fatto da notarsi è anche questo: che cioè la sezione per la quale si presenta il massimo dell' induzione si trova a distanze diverse dal centro per le spirali 1B e 2B. Per la 1B quella sezione è a cm. 18 dal centro; per la 2B è a cm. 15. E per le spirali più grandi, cioè per le 2B e 3B, l' induzione si mantiene quasi costante per un tratto più lungo, a partire dal centro, di quello che si ha nella spirale 1B.

Con queste spirali di diametri diversi ho esplorato anche in altro modo l' induzione attorno al nucleo di ferro, tenendo una spirale ferma al centro e spostando l' altra. Così per esempio tenendo la 1A (che è la più piccola) ferma al centro e spostando la 2B, trovai che questa predomina sull' altra nel tratto compreso fra le distanze di 10 a 18 cm. dal centro del nucleo; per distanze maggiori predomina invece la 1A. Resultati analoghi si hanno per le altre combinazioni di spirali.

Da tutto questo si concluderebbe adunque che adoperando nuclei pei quali fosse $\lambda = 256$ e per campi di 23 C. G. S. circa nella costruzione dei rocchetti converrebbe accumulare le spire di piccolo diametro in vicinanza degli estremi, e quelle di diametro maggiore, invece, al centro.

Restava peraltro da vedersi se questo avveniva anche per valori diversi di λ e di H, e a tale scopo feci diverse esperienze con nuclei di lunghezza diversa, adoperando il rocchetto n.° 1, che mi permetteva di raggiungere un valore di $H = 60$, che è quello che si ha generalmente coi rocchetti di Ruhmkorff, per un'intensità di 6 o 7 amp. durante il funzionamento dell'interruttore.

Ecco i resultati ottenuti col rocchetto magnetizzante n.° 1, (che è lungo 30 cm.), e con una corrente che determinava un campo di circa 50 a 55 C. G. S.

1) Con un nucleo formato da un sol filo di ferro lungo cm. 120, pel quale si ha $\lambda = 1500$, l'induzione entro il rocchetto si mantiene pressochè costante fino a 10 cm. dal centro del rocchetto, poi sale rapidamente di circa il 15 °/₀ in vicinanza dell' estremità del rocchetto, per discendere bruscamente a meno della metà di quella che è al centro, appena che la spirale indotta passa 2 cm. al di là dell'estremo del rocchetto.

Al di fuori del rocchetto, invece, non si ha alcun indizio di un massimo; ma la diminuzione dell' induzione dal centro all'estremità è continua, anche per la spirale 1 B, che è la più piccola di quelle adoperate.

2) Prendendo per nucleo un fascio di 5 fili lunghi cm. 34, pel quale $\lambda = 191$, l'induzione presenta nell' interno del rocchetto magnetizzante un massimo a 12 cm. dal centro, e la differenza fra l' induzione massima e quella al centro è del 25 °/₀ circa; alla distanza di 14 cm. dal centro ritorna uguale a quella che si ha al centro, e poi decresce rapidamente.

Col medesimo nucleo la spirale 1 B presenta un massimo a circa 13 cm. dal centro; le 2 B e 3 B presentano invece una diminuzione continua dal centro all'estremità.

3) Con un nucleo formato da un sol filo lungo 20 cm., pel quale è $\lambda = 250$, nell' interno del rocchetto l' induzione presenta un massimo ad 8 cm. dal centro; ma per le spirali esterne 1 B, 2 B e 3 B si ha una diminuzione continua dal centro all'estremità.

Ed è anche da notare che con questo nucleo l'induzione al centro va crescendo dalla spirale più piccola 1 B alla più grande 3 B; mentre in qualunque altra sezione accade il contrario.

4) Con un fascio di 4 fili lunghi cm. 20, pel quale $\lambda = 125$, il massimo dell'induzione in vicinanza degli estremi si presenta non solo entro la spirale magnetizzante, ma anche nella spirale 1 B; per le spirali 2 B e 3 B, invece, l' induzione decresce continuamente dal centro all'estremità.

Per quanto si riferisce all'induzione in una medesima sezione del nucleo, ma in spirali di diametro diverso, si può notare che col nucleo di 4 fili ora detto le spirali 1 B e 3 B poste in opposizione si fanno equilibrio all'estremità; al centro

del nucleo invece predomina del 15 % la più piccola. La 1 B al centro predomina del 3 % circa sulla 2 B.

Dai resultati ora riferiti si vede che entro la spirale magnetizzante il massimo dell' induzione si presenta con tutti i nuclei adoperati, quindi anche in alcuni casi nei quali secondo i resultati dell'Ascoli non si presenta nel ferro; ma al di fuori del rocchetto magnetizzante il massimo non si presenta mai per le spirali più grandi (2 B e 3 B); per la spirale più piccola 1 B il massimo si presenta solamente quando il nucleo è formato da più fili, quindi per valori piccoli di λ.

Parrebbe quindi che il vantaggio indicato dai sigg. Scarpa e Baldo si dovesse avere solamente per nuclei grossi e corti e per spirali indotte di diametro piccolo; e restava da ricercare se l'accennata distribuzione continuava a presentarsi anche nel caso di nuclei, che si avvicinano alle condizioni che si hanno nei rocchetti ordinari; ed a tale scopo impresi a costruire un rocchetto, che oltre a servirmi per tale verificazione, potesse essermi utile anche in altre ricerche.

In generale nei rocchetti di Ruhmkorff il nucleo ha una lunghezza poco diversa da 20 a 30 volte il diametro della sezione metallica; ma, avendo osservato che le curve date dall'Ascoli e dal Gill mostrano una diminuzione dell'induzione dal centro all'estremità, che è tanto più rapida quanto più piccolo è λ, specialmente per valori di H superiori a 20 C. G. S., e avendo pure osservato che, almeno per l'induzione totale in un campo uniforme, l'Ascoli stesso trovò [1]) che l' aumento che si ha al crescere del numero dei fili che formano il nucleo è assai lento; per costruire il nucleo che doveva servire pel mio rocchetto credetti opportuno di scegliere un fascio di fili che avesse il diametro non troppo grande, per poter fare le spire indotte di lunghezza non eccessiva; e il nucleo che formai resultò di cm. 3,4 di diametro e lungo cm. 73,5. Tal nucleo è composto con circa 900 fili di ferro ciascuno dei quali ha il diametro di cm. 0,08; e poichè il diametro della sezione metallica è $\rho = d\sqrt{n}$, per questo nucleo si ha $\rho = 2{,}4$ e quindi $\lambda = \frac{73,5}{2,4} = 31{,}2$,

1) L'Elettricista, 2, pag. 240.

valore che si avvicina a quello di $\lambda = 40$, al di sotto del quale, secondo l'Ascoli [1]), non converrebbe discendere. Queste dimensioni, del resto, le scelsi anche per ripetere le esperienze dei sigg. Scarpa e Baldo, per poter cioè spostare lungo il nucleo le 6 sezioni in cui divisi l'indotto, ciascuna delle quali è lunga 8 cm.

Sul nucleo ora detto, lungo cm. 73,5 e del diametro di cm. 3,4 ho avvolto una spirale magnetizzante con due strati di filo dello spessore di 2 mm., su una lunghezza di 71 cm. La spirale magnetizzante ha 7,2 spire per centimetro lineare, ed ha il diametro esterno di cm. 4,2; l'asse dello strato esterno ha quindi il diametro di cm. 4. Trascurando lo spessore dell'isolante che è fra il circuito della spirale magnetizzante e quello della spirale indotta, cioè ritenendo che la spirale indotta sia avvolta direttamente su quella inducente, la dimensione scelta del nucleo si avvicina a quella, per la quale divien massimo il coefficiente d'induzione mutua fra la spirale inducente e quella indotta [2]).

I fili di ferro che formano il nucleo sono stati verniciati accuratamente, e fra il fascio e la spirale magnetizzante è stata avvolta della carta paraffinata. Il rocchetto così formato è stato poi introdotto in una canna di vetro, che ha il diametro esterno di 5 cm. e le pareti dello spessore di mm. 1,5 circa.

La ricerca della distribuzione dell'induzione attorno a questo rocchetto è stata fatta con tre spirali indotte, ciascuna delle quali, a motivo della grande sensibilità del galvanometro, è formata da una sola spira. La 1.ª spira, A, è del diametro di cm. 5, cioè è avvolta direttamente sulla canna di vetro che racchiude la spirale magnetizzante; la 2.ª spira, B, ha il diametro di 12 cm. e la 3.ª spira, C, ha il diametro di cm. 16.

Con queste spire e per valori di H che feci variare da 5 a 30 C. G. S., non riscontrai nessun massimo analogo a quelli sopra indicati; ma osservai che per ciascuna di esse l'induzione diminuisce continuamente dal centro all'estremità.

È da notare però che l'induzione nelle due spire A e B, poste in un medesimo piano, è la stessa a cm. 5,5 di distanza

1) L'Elettricista, 2, pag. 133 e 177.
2) Mascart et Joubert, Leçons sur l'Électr. et le Magn. I, pag. 604.

dall'estremo del rocchetto magnetizzante; e ciò non solo per il valore sopra indicato di H, ma anche per campi magnetici minori, cioè per i campi di 23, di 15, di 10 e di 5 C. G. S., coi quali feci le ricerche sopra indicate.

I resultati di queste misure fanno dunque prevedere che col nucleo sopra detto, anzi che accumulare le spire indotte sugli estremi come trovarono i sigg. Scarpa e Baldo, giovi invece raccoglierle in vicinanza del centro.

Mi parve che fosse anche di qualche interesse ricercare se, nella costruzione dei rocchetti, giovi fare il nucleo di ferro sporgente molto o poco al di là degli estremi del rocchetto magnetizzante. Perciò, nel rocchetto lungo 30 cm. introdussi un fascio di 60 fili di ferro, lungo inizialmente cm. 74, e dal quale, dopo aver determinato con spirali indotte di diverso diametro l'induzione al centro e all'estremità, ritagliavo delle porzioni uguali dalle due parti, riducendolo via via più corto, fino alla lunghezza di 36 cm.

Le spirali indotte adoperate, di 6 spire ciascuna e tutte della medesima resistenza, hanno i diametri che appresso:

Spirale A cm. 1,7
» B » 4,0
» C » 11,7

Prima di ogni nuova misura, era aperto e chiuso, più volte di seguito, il circuito della corrente magnetizzante.

I resultati ottenuti sono i seguenti:

Porzione del nucleo sporgente dall'estremo del rocchetto	Deviazioni (in centimetri della scala) ottenute con le spirali			
	A sola al centro	**B** sola all'estremo	**C** sola all'estremo	**A** al centro **C** all'estremo in opposizione
cm. 22	33,4	21,7	20,0	— 11,4
» 19	31,5	22,2	20,5	— 10,9
» 13	35,2	24,5	23,0	— 11,3
» 11	36,9	27,0	24,7	— 12,0
» 9	40,0	30,0	26,5	— 13,0
» 7	43,5	30,0	26,3	— 16,0
» 5	44,0	29,5	26,0	— 18,0
» 3	47,0	26,0	24,0	— 24,0

La corrente magnetizzante aveva l'intensità di 0,5 amp. e determinava un campo magnetico di 56 C. G. S.

Questa tabella mostra chiaramente quanto sia grande, nel funzionamento dei rocchetti di Ruhmkorff, l'azione smagnetizzante delle estremità; per la quale l'induzione temporanea (all'apertura o alla chiusura del circuito inducente) è assai maggiore, al centro del rocchetto, quanto meno il nucleo di ferro sporge dalle estremità del rocchetto stesso. Per l'induzione alla estremità del rocchetto, i valori riportati nella tabella accennerebbero ad un massimo in corrispondenza della sporgenza di 7 cm. circa; ma è da avvertire che un leggero spostamento delle spirali B e C dovuto alle manipolazioni necessarie per tagliare i fili di ferro, basta a spiegare questa diminuzione dell'induzione per nuclei sporgenti meno di 7 cm.: mentre per la spirale A, che restava assolutamente fissa al centro, quel massimo non si presenta.

Col nucleo sporgente 3 cm. da ciascuna estremità, pel quale è $\lambda = 60$, ho poi riscontrato che l'induzione, tanto nella spirale B che in quella C, va continuamente diminuendo dal centro all'estremità del rocchetto magnetizzante.

Tutti questi resultati non spiegando affatto ciò che fu osservato dai sigg. Scarpa e Baldo, restava da supporsi che gli aumenti che essi trovarono nella lunghezza della scintilla accumulando le spire indotte sugli estremi del nucleo, potessero derivare dall'azione reciproca che si esercita fra le numerose spire del circuito indotto. Avendo già pronte tre delle sei sezioni dell'indotto che sto costruendo, potei ripetere alcune delle esperienze dei sigg. Scarpa e Baldo.

Ogni sezione dell'indotto da me costruito è un rocchetto che ha il diametro interno di cm. 5,8, quello esterno di cm. 16: la larghezza della gola è in 4 rocchetti di cm. 6,5, negli altri 2 è di cm. 5. Il filo di rame adoperato è nudo, ed è di $^2/_{10}$ di mm. nella prima metà più interna, di $^1/_{10}$ di mm. nella porzione più esterna. L'isolamento è stato ottenuto avvolgendo parallelamente al filo di rame un filo di cotone, fondendo poi della paraffina sopra ogni strato in modo da imbeverne completamente il cotone, e isolando uno strato dall'altro successivo mediante un cartoncino paraffinato. I rocchetti sono di

legno, che è stato bollito nella paraffina e sono isolati dal circuito inducente mediante la canna di vetro nella quale, come ho detto in altra occasione, il rocchetto magnetizzante è contenuto.

Le tre sezioni indotte sopradette le disposi al centro del rocchetto magnetizzante, nel quale lanciai la corrente di una pila che, a circuito permanentemente chiuso, dava l'intensità di 3 amp.; ma quando funzionava l'interruttore, che era del tipo Foucault, l'intensità della corrente scendeva ad 1 amp. In derivazione sul circuito primario avevo posto un condensatore, appartenente ad un altro rocchetto che è capace di una scintilla di 10 cm. In queste condizioni la scintilla, ottenuta da quelle tre sezioni poste al centro del nucleo, aveva la lunghezza di cm. 3,1 quando scoccava fra una punta e un disco del diametro di 12 cm. E la lunghezza della scintilla non subì cambiamenti apprezzabili, sia portando tutte e tre le sezioni dell'indotto ad un medesimo estremo del rocchetto inducente, sia lasciandone una al centro e ponendo le altre due, una per parte, agli estremi; sia cambiando le comunicazioni fra le diverse sezioni al modo indicato dai sigg. Scarpa e Baldo. Levando dal circuito la sezione intermedia, la scintilla si riduceva a 2 cm.

Con l'intensità di 1 amp. durante il funzionamento, cui corrisponde una forza magnetizzante $H = 9$ C. G. S., e per un nucleo pel quale è $\lambda = 31,2$ i resultati dei sigg. Scarpa e Baldo non sono adunque verificati.

Istituto di Fisica della R. Università di Pisa
Febbraio 1899.

INFLUENZA DEL MAGNETISMO SULLE PROPRIETÀ TERMOELETTRICHE DEL BISMUTO E DELLE SUE LEGHE.

Ricerche sperimentali del Dott. G. SPADAVECCHIA [1]).

1. Sebbene lo studio dell' influenza del magnetismo sulle proprietà termoelettriche delle leghe magnetiche, presenti un interesse non dubbio, pure non esistono sull' argomento, per quanto è a mia conoscenza, dei lavori sperimentali.

I signori Ettingshausen e Nernst [2]) nonchè J. C. Beattie [3]) hanno fatto ricerche intorno a dette leghe collocate in un campo magnetico, ma i primi per riguardo alla resistenza elettrica, l'altro per riguardo al fenomeno di Hall.

Io mi sono quindi proposto di studiare il comportamento termoelettrico col variare dell'intensità del campo e della composizione delle leghe stesse.

2. Intorno all' influenza del magnetismo sopra il potere termoelettrico del bismuto ha già fatto uno studio il Prof. Grimaldi [4]). Egli cimentò il bismuto puro e quello del commercio, portando le coppie termoelettriche in campi magnetici dell'intensità di 269 a 4702 unità (C. G. S.). Le sue esperienze lo portarono a concludere che:

1.° Il bismuto puro prova un aumento del potere termoelettrico sotto l'azione del magnetismo. L' aumento è proporzionale all'intensità del campo magnetico.

2.° Il bismuto commerciale, contrariamente a quello che avviene nel bismuto puro, soffre, per effetto del magnetismo,

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Ann. der Phys. und Chem. Vol. 33, pag. 474, 1888.

3) Trans Roy. Soc. Edimb. 38, pag. 241, 1895.

4) Nuovo Cimento, ser. 3, Vol. 22, pag. 123, 1887; e Rend. della R. Accademia dei Lincei, vol. IV, pag. 132, 1888.

un indebolimento del potere termoelettrico, il quale poi decresce aumentando la temperatura e cresce coll'aumentare l'intensità del campo magnetico.

3.° Tanto più piccolo è il potere termoelettrico di una coppia, tanto più grande è la sua sensibilità rispetto al magnetismo. »

3. Uno dei risultati più notevoli delle ricerche del Grimaldi è il fatto che il bismuto puro soffre per l'influenza del magnetismo un aumento del potere termoelettrico, mentre il bismuto commerciale soffre una diminuzione. Uno studio sulle proprietà termoelettriche delle leghe di bismuto, oltre all'interesse che può presentare per se stesso, servirà a dare la spiegazione esatta di quel fatto.

Io ho esaminato le leghe di bismuto e stagno e di bismuto e piombo cominciando da quantità piccolissime, poi via via più crescenti, di stagno e di piombo.

In questa prima parte dò conto dei risultati ottenuti sulle leghe di bismuto e stagno riserbandomi di pubblicare in una prossima Nota le ricerche eseguite su leghe di bismuto e piombo.

4. *Metodo tenuto nelle ricerche. — Descrizione degli apparecchi.* — La coppia termoelettrica veniva posta in un forte campo magnetico, e la sua f. e. m. era compensata per mezzo di una pila campione.

Le varie parti dell'apparecchio erano costruite nel modo seguente.

a) Preparazione delle aste. — I metalli, accuratamente pesati, venivano fatti fondere sotto uno strato di grasso, onde evitare l'ossidazione.

La lega fusa veniva agitata per lungo tempo e quindi, per assicurarne l'omogeneità, veniva travasata in un secondo crogiuolo preventivamente riscaldato; così tutte le minime scorie rimanevano aderenti alle pareti del primo crogiuolo. Finalmente si versava la lega fusa in un tubo di vetro lungo 22 cm. e del diametro di 6 mm. ben pulito e preventivamente riscaldato ad una temperatura superiore a quella di fusione della lega in istudio.

Durante il riempimento la lega scacciava davanti a sè l'aria del tubo, ma se qualche bollicina vi rimaneva tuttavia, la si espelleva scuotendo il tubo. Dopo di chè si faceva raffreddare il tubo di vetro gradatamente cominciando dal basso verso l'alto, evitando in tal modo l' inconveniente che alcune leghe coll'aumentare di volume nella solidificazione potessero rompere il tubo di vetro. Alle estremità di queste aste saldavo due fili di rame elettrolitico facendo fondere un po' la lega ed immergendovi il capo del filo ben pulito.

b) Campo magnetico. — Per ottenere un campo magnetico molto intenso mi sono servito di una elettrocalamita a ferro di cavallo (fig. 1), il cui nucleo di ferro era del dia-

Fig. 1.

metro di cm. 11,2 ed i rocchetti magnetizzanti del diametro di cm. 19,2 e dell'altezza di cm. 33,7. Sulle due estremità del nucleo eran fissati due pezzi polari della forma indicata nelle fig. 1 e 2. La base di detti pezzi polari era di 13 cm. di diametro in modo da coprire le estremità del nucleo di ferro e porzione dei rocchetti magnetizzanti. Le espansioni dei pezzi polari, tra i quali veniva messa l' asta in istudio, erano della

lunghezza di 29 cm. e dell'altezza di 3 cm. I due pezzi polari venivano mantenuti sempre alla stessa distanza mediante due piastre d'ottone ad essi avvitate. Tale distanza era di circa 3 cm. La corrente magnetizzante, della f. e. m. di 110 volta, era regolata mediante un apposito reostato R' (fig. 2) e misurata da un amperometro graduato in mezzi-ampère, D. Nel circuito era intercalato un commutatore E mediante il quale potevo invertire il senso della corrente magnetizzante, ed un interruttore I'.

Ho misurato il valore dell'intensità del campo magnetico per le diverse intensità della corrente col metodo di Verdet [1]). Un piccolo rocchetto di filo di rame rivestito di seta era montato sopra un apposito sopporto di ottone ed era disposto in mezzo all'intervallo delle due espansioni polari perpendicolarmente alle linee di forza del campo. Quando questo veniva eccitato si faceva girare subitamente il rocchetto di 90° mediante un apposito bottone, e si notava la deviazione δ dell'ago di un galvanometro balistico messo nel circuito del rocchetto.

Per avere il valore del campo in unità (C. G. S), ho confrontato queste deviazioni con quelle ottenute fra le branche della stessa elettrocalamita, quando le espansioni polari erano allontanate di circa 15 cm. e nei rocchetti si faceva circolare la corrente di 1 ampère. L'intensità di quest' ultimo campo fu misurata per mezzo del metodo delle oscillazioni di un ago magnetico.

Dò qui una tabella dei valori dell' intensità del campo magnetico per i diversi valori dell' intensità della corrente magnetizzante.

Intensità della corrente in ampère	Intensità del campo in unità (C. G. S)
2	1000
4	2045
6	2800
8	3390
10	3790
12	4060
14	4260
16	4430
18	4560

1) Verdet, Conferences, Vol. 2, pag. 979.

Questi valori si riferiscono ai punti del campo in cui erano situate le saldature della coppia. Il campo non era del tutto uniforme; nel mezzo infatti l' intensità era in media 1,15 volte più grande che nei punti dove eran poste le saldature.

c) Apparecchi riscaldante e refrigerante. — Erano costituiti da due recipienti di ottone A ed A′ (fig. 1) fatti in modo da poter essere introdotti fra le espansioni polari dell'elettrocalamita. Erano lunghi 10 cm. in modo da poter contenere nel bagno un buon tratto della coppia, oltre le saldature.

I due recipienti portavano verso il mezzo due fori messi sulla stessa orizzontale, attraverso ai quali passava un tubo di vetro masticato alle pareti dei recipienti stessi. In questo tubo erano introdotte le coppie termoelettriche, in modo che le loro saldature venissero a trovarsi nel centro dei recipienti; mentre dal coperchio penetravano due termometri sensibili.

Uno di questi recipienti veniva riempito di ghiaccio ben triturato che poi si riforniva continuamente, e l'altro veniva riempito di acqua alla temperatura ambiente.

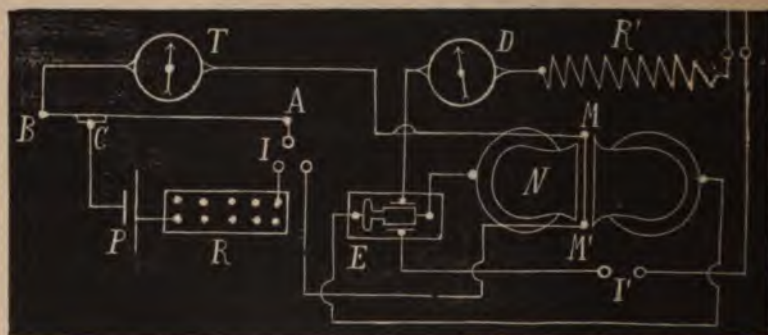



Fig. 2.

5. *Misura della f. e. m. termoelettrica.* — Le determinazioni da eseguirsi si riducevano alla misura delle forze elettromotrici delle coppie, nei due casi in cui il campo magnetico era o no eccitato.

Indicando con E la f. e. m. della coppia fuori del campo magnetico ed E′ quella nel campo magnetico, quando le due saldature fossero mantenute ad una differenza di temperatura

costante, l'espressione $\frac{E' - E}{E} = \Omega$ ci dà la misura della variazione del potere termoelettrico, fra quelle due temperature, sotto l'influenza di quel determinato campo.

Per misurare le f. e. m. E ed E' mi sono servito, come dissi, del metodo di compensazione secondo la disposizione di Du Bois Reymond (fig. 2).

In essa il galvanometro T era un Thomson a piccola resistenza sensibilissimo, messo ad una distanza di circa 20 metri dal magnete, e la pila compensatrice P era una Daniell ben costante [1]).

Ottenuta la compensazione della f. e. m. della coppia termoelettrica in istudio, facendo variare R e la posizione del corsoio C sul reocordo AB, si sostituiva alla coppia stessa la differenza di potenziale presa fra due punti del circuito di un campione Daniell.

A tal uopo nel circuito medesimo del campione erano poste due cassette di resistenza r ed R (fig. 3); agli estremi

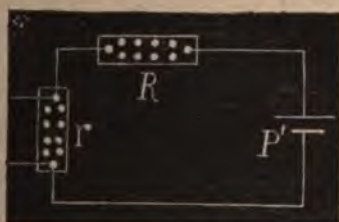



Fig. 3.

della prima venivano congiunti i reofori staccati dalla coppia termoelettrica, e per mezzo della seconda si faceva variare la resistenza del circuito finchè l'ago del galvanometro T fosse ridotto al riposo. Così indicando con R' ed R i valori delle resistenze introdotte col reostato R quando il campo era e quando non era eccitato, ottenevo i due valori rispettivi delle f. e. m.

$$E' = \frac{P' r}{r + R'} \quad \text{ed} \quad E = \frac{P' r}{r + R}.$$

1) Il circuito della coppia termoelettrica era formato da un filo di 5 mm. di diametro, perchè presentasse una piccolissima resistenza alla corrente termoelettrica. Il galvanometro, per la distanza a cui trovavasi dall'elettrocalamita, non ne risentiva alcuna influenza.

Ma in realtà se la deviazione δ' dell'ago del galvanometro, prodotta dalla coppia termoelettrica, quando eccitavo il campo, non era molto grande, preferivo notare senz' altro δ', proporzionale evidentemente ad $E' - E$; indi messo il secondo circuito al posto della coppia termoelettrica e cercata R per la quale il galvanometro stava a zero quando il campo non era eccitato, introducevo una nuova resistenza R' e notavo la corrispondente deviazione δ'' nel galvanometro. Questa era proporzionale ad $E'' - E$, se E'' era la f. e. m. corrispondente ad R'. Trattandosi di piccole deviazioni si poteva scrivere senz' altro:

$$\frac{E' - E}{E'' - E} = \frac{\delta'}{\delta''} .$$

Essendo E, E , δ', δ'' note, calcolavo E'.

6. *Modo di fare una esperienza.* — Circa due ore prima di cominciare le esperienze montavo la pila compensatrice, riempivo di ghiaccio e di acqua i due recipienti a ciò destinati, e quando le temperature erano ben costanti procedevo alla determinazione.

In generale per una stessa intensità della corrente magnetizzante facevo le misure invertendo successivamente il campo magnetico.

Indi aumentavo gradatamente l' intensità della corrente, ripetendo più volte le letture ad una stessa intensità, fino ad avere valori concordanti. La massima intensità della corrente magnetizzante era di 18 ampère; dopo di che ripetevo l'esperienze per alcune delle intensità minori, per vedere se i risultati fossero concordanti.

Dopo finita l'intera serie di esperienze per un' asta, eseguivo le misure delle f. e. m. sostituendo alla coppia termoelettrica il circuito contenente il campione Daniell.

7. *Risultati delle esperienze.* — Dò qui i risultati ottenuti dalle esperienze eseguite su 12 leghe di stagno e bismuto nelle quali le proporzioni dello stagno variano dal 0,056 °/₀ ad 83 °/₀. Ho anche eseguito esperienze sul bismuto puro e sullo stagno puro. Di ogni lega vennero esperimentate diverse aste;

qualche volta una stessa asta veniva rifusa e costruita nuovamente per assicurare i risultati.

Nella 1ª colonna delle seguenti tabelle si trovano le percentuali dello stagno; nella 2ª le temperature della saldatura calda, essendo sempre 0° C. la temperatura della saldatura fredda, nella 3ª le f. e. m. in volta. Queste sono precedute dal segno + quando la lega è positiva rispetto al rame, dal segno — quando è negativa.

Perc. di Sn	Temperatura	E
Bi puro	21,8	+ 0,00136
0,056 %	20,2	+ 0,00488
0,113	21,7	+ 0,00129
0,170	22,4	+ 0,000845
0,237	23,2	+ 0,000725
2	21,1	— 0,000407
25	20,2	— 0,000308
33,3	22,4	— 0,000198
50	19,6	— 0,000101
66,6	21,8	— 0,0000303
75	21,8	— 0,0000124
80	23,6	— 0,0000014
83	22,7	+ 0,0000216
Sn puro	22,8	+ 0,0000454

La precedente tabella ci mostra come coll' aggiungere al bismuto quantità di stagno sempre più grandi, al principio la f. e. m. termoelettrica diminuisce; si annulla quando lo stagno entra in proporzioni poco minori dell' 1 %, cambia di segno, sale rapidissimamente e torna a diminuire molto lentamente fino ad annullarsi quando lo stagno è circa l' 80 %. Indi s'inverte nuovamente ed aumenta fino allo stagno puro.

Nelle tabelle seguenti riporto i risultati sotto l'azione del magnetismo.

Nella 1ª colonna è segnata l' intensità del campo magnetico I, in unità (C. G. S.), nella 2ª la f. e. m. E′, espressa in volta, della coppia nel campo magnetico nella 3ª i valori di Ω che esprimono la variazione del potere termoelettrico sotto l'azione di quel dato campo alla temperatura dell'esperienza.

Le determinazioni furono fatte mandando nell' elettrocalamita la corrente magnetizzante una volta in un senso e poi nel senso contrario. Per distinguere i risultati riferentisi ai due sensi della magnetizzazione contradistinguo con *(a)* i numeri relativi al 1° e con *(b)* quelli relativi al 2°.

Bismuto. — Ho esperimentato su diverse coppie costruite con metalli provenienti da differenti Case. I risultati non sono ben concordanti per le varie aste, e talvolta neppure per una medesima asta se la si cimenta a grandi intervalli di tempo. Qui dò i risultati ottenuti con una delle aste, scegliendola fra quelle che mi è parso presentasse un andamento più regolare.

1. Bismuto puro.

Temp. 0° — 21°,8 C. E = 0,00136

Intensità del campo in unità (C. G. S.)	E' in volta	Ω
	(*a*)	
2045	0,00140	+ 0,029
3500	0,00146	+ 0,0735
3944	0,00149	+ 0,096
4400	0,00156	+ 0,147
4560	0,00161	+ 0,154
	(*b*)	
1910	0,00140	+ 0,029
3420	0,00144	+ 0,059
3905	0,00146	+ 0,073
4330	0,00152	+ 0,118
4510	0,00162	+ 0,162

2. (0,056 %) di Sn.

Temp. 0° — 20°,2 C. E = 0,00488

I	E′	Ω
	(a)	
2020	0,00492	+ 0,0082
3500	0,00496	+ 0,0163
3920	0,00499	+ 0,0225
4350	0,00504	+ 0,0327
4575	0,00514	+ 0,0532
	(b)	
1820	0,00521	+ 0,0676
3250	0,00549	+ 0,1249
3860	0,00550	+ 0,1270
4240	0,00562	+ 0,1516
4520	0,00565	+ 0,1577

3. (0,113 %) di Sn.

Temp. 0° — 22°,2 C. E = 0,00139

I	E′	Ω
	(a)	
2020	0,00099	— 0,2325
2420	0,00087	— 0,3255
3920	0,00079	— 0,3875
4320	0,00076	— 0,4107
	(b)	
3090	0,00122	— 0,0542
3820	0,00118	— 0,0852
4220	0,00113	— 0,1240

4. (0,170 %) di Sn.

Temp. 0° — 22°,4 C. E = 0,000845

I	E′	Ω
	(a)	
2620	0,000822	— 0,0277
3500	0,000760	— 0,0998
3820	0,000742	— 0,1212
4280	0,000709	— 0,1609
	(b)	
2620	0,000781	— 0,0754
3395	0,000742	— 0,1212
3790	0,000746	— 0,1404
4170	0,000715	— 0,1535
4430	0,000704	— 0,1661

5. (0,237 %) di Sn.

Temp. 0° — 23°,7 C. E = 0,000842

I	E′	Ω
	(a)	
2050	0,000801	— 0,0487
3500	0,000774	— 0,1163
3900	0,000728	— 0,1354
4200	0,000710	— 0,1567
4520	0,000696	— 0,1733
	(b)	
1970	0,000829	— 0,0154
3420	0,000778	— 0,0759
4100	0,000764	— 0,0906
4500	0,000744	— 0,1163

6. (2 %) di Sn.

Temp. 0° — 21°,1 C. E = 0,000407

I	E′	Ω
	(a)	
2050	0,000435	+ 0,0689
3500	0,000478	+ 0,1744
4250	0,000498	+ 0,2236
	(b)	
2050	0,000432	+ 0,0614
3120	0,000475	+ 0,1671
4170	0,000496	+ 0,2187

7. (25 %) di Sn.

Temp. 0° — 20°,2 C. E = 0,000308

I	E′	Ω
	(a)	
2160	0,0003105	+ 0,0042
3500	0,0003111	+ 0,0075
3950	0,0003117	+ 0,0094
4350	0,0003127	+ 0,0130
4575	0,0003138	+ 0,0162
	(b)	
2020	0,0003105	+ 0,0042
3500	0,0003114	+ 0,0084
3950	0,0003128	+ 0,0130
4220	0,0003138	+ 0,0162
4520	0,0003140	+ 0,0169

8. (33,3 %) di Sn.

Temp. 0° C. — 22°,4 E = 0,000198

I	E′	Ω
3000	0,0002016	+ 0,0161
4200	0,0002019	+ 0,0176
4560	0,0002025	+ 0,0207

9. (50 %) di Sn.

Temp. 0° — 19°,8 C. E = 0,000101

I	E′	Ω
	(*a*)	
2575	0,0001043	+ 0,0327
4350	0,0001061	+ 0,0505
4575	0,0001065	+ 0,0544
	(*b*)	
2420	0,0001049	+ 0,0386
4220	0,0001070	+ 0,0594
4520	0,0001078	+ 0,0673

10. (66,6 %) di Sn.

Temp. 0° — 21°,8 C. E = 0,0000303

I	E′	Ω
	(*a*)	
1980	0,0000303	+ 0,000
3390	0,0000310	+ 0,0231
4240	0,0000314	+ 0,0363
4500	0,0000318	+ 0,0495

11. (75 %) di Sn.

Temp. 0° — 21°,8 C. E = 0,0000124

I	E'	Ω
3500	0,0000130	+ 0,0484
4200	0,0000134	+ 0,0806

12. (80 %) di Sn.

Temp. 0° — 23°,6 C. E = 0,0000014

I	E'	Ω
4575	0,0000022	+ 0,3636

13. (83 %) di Sn.

Temp. 0° — 22°,7 C. E = 0,0000216

I	E'	Ω
	(a)	
2620	0,0000214	— 0,00952
4370	0,0000214	— 0,00952
	(b)	
3390	0,0000213	— 0,0139
4350	0,0000211	— 0,0238
4525	0,0000210	— 0,0286

Dalle soprascritte tabelle si deduce:

1.° La variazione della f. e. m. termoelettrica delle leghe di bismuto e stagno per l' influenza del magnetismo aumenta col crescere della variazione del campo magnetico.

2.° Il cambiamento del potere termoelettrico ha valore diverso a seconda del senso della magnetizzazione nell' asta studiata.

3.° Sotto l'influenza di un dato campo magnetico la variazione del potere termoelettrico diminuisce a partire dal bismuto puro fino ad una lega che corrisponde ad una percentuale di stagno di 0,113 °/₀ cambiando di segno per una lega compresa fra 0,056 °/₀ e 0,113 °/₀. Di poi la variazione va crescendo fino ad un 2° cambiamento di segno che avviene per una lega compresa fra il 0,237 °/₀ ed il 2 °/₀ di stagno. Finalmente cambia di segno una 3ª volta per una lega compresa fra l' 80 °/₀ e l' 83 °/₀ di stagno.

4.° Le percentuali a cui corrispondono i cambiamenti di segno delle variazioni del potere termoelettrico sono prossimamente quelle stesse in cui succedono i mutamenti di segno delle forze termoelettromotrici.

Dall' Istituto di Fisica dell' Università di Pisa
Maggio 1899.

CALORE SVOLTO NEL BAGNARE LE POLVERI.

Replica al Prof. T. MARTINI.

di G. ERCOLINI.

Il Prof. Martini rileva [1]) che il concetto dal quale io sono partito per riscontrare le sue ricerche sull'imbibizione [2]) è ben diverso da quello da lui seguito, perchè io introdussi nel computo calorimetrico anche l' acqua versata sulla polvere dalla cui azione ha origine il fenomeno; mentre Egli dichiara ora che non poteva neppur lontanamente pensare a fare entrare nel computo calorimetrico la quantità di liquido che serve a provocare cosiffatta azione.

1) Nuovo Cimento, 1899 — N. di Maggio.
2) Nuovo Cimento, 1899 — N. di Febbraio.

A mia giustificazione faccio notare che ho proceduto come si è sempre usato fino ad oggi, cioè seguendo il modo col quale in ogni trattato, sia di Fisica come di Termochimica, è detto di adoprare il calorimetro, nè io potevo tenermi autorizzato a cambiarlo.

D'altra parte se nel fare il calcolo si trascurasse il calore impiegato a riscaldar l'acqua versata sulla polvere, basterebbe cambiare la massa del calorimetro per attribuire valori diversi al calore svolto umettando un grammo di polvere: ciò che è assurdo.

È ben vero che nel metodo da me seguito si ammette che la capacità termica sia una proprietà additiva, giacchè si può arrivare alla equazione:

$$M + cp - qK = 0 \qquad \left(q = \frac{p}{\theta}\right)$$

della mia Nota nel seguente modo.

Considerando il miscuglio di acqua e polvere come un composto di calore specifico h, si può stabilire la equazione più generale:

$$Kp = \theta\,[a' + e + h\,(p + a)] = \theta\,[M - a + h\,(p + a)]$$

dove K è il numero delle piccole calorie svolte da 1 g. di polvere, p la massa della polvere, a la massa di acqua che si versa sulla polvere, a' quella dello spazio anulare, e l'equivalente in acqua del calorimetro, $M = a + a' - e$, e θ l'incremento di temperatura. E questa si riduce alla precedente facendovi:

$$h = \frac{a + cp}{a + p},$$

dove c è il calore specifico della polvere, per esprimere appunto la condizione che la capacità termica sia una proprietà additiva.

A priori non si sa se questa condizione sia sodisfatta; ma ho stimato superfluo di eseguire apposite esperienze, giacchè si riconosce facilmente da quelle riferite nella mia Nota che, entro i limiti degli errori probabili, quando l'umettazione sia compiuta, si può ritenere la capacità termica del miscuglio

uguale alla somma delle capacità termiche dei suoi componenti. Infatti avendo ottenuto il medesimo riscaldamento qualunque fosse la quantità di acqua, purchè in eccesso, che dallo spazio anulare si trasportava entro il calorimetro, ne viene di conseguenza che la temperatura non muta mescolando la polvere già perfettamente bagnata con una nuova quantità d'acqua. E d'altra parte non muta neppure quando dal miscuglio, abbandonato a sè, si deposita la polvere bagnata. Quindi se si parte dalle due componenti (polvere bagnata e acqua) quando sono separate e si trovano ad una temperatura t, se si scaldano fino a T, poi si mescolano adiabaticamente, e quando sono mescolate si raffreddano da T a t, e finalmente si lasciano separare di nuovo pure adiabaticamente, esse saranno ricondotte alle condizioni iniziali, senza avere eseguito nel ciclo chiuso nessun lavoro esterno, e perciò la quantità di calore somministrata deve compensare esattamente quella ricavatane.

Resta dunque dimostrato che bagnando una data massa di polvere con liquido in eccesso si sviluppa una quantità costante di calore.

Firenze, R. Istituto di Studi superiori
Giugno 1899.

DISCUSSIONE SUL POTENZIALE ELETTRICO NELL'ARIA,
di EMILIO ODDONE.

Negli Atti del R. Istituto d'Incoraggiamento di Napoli Vol. 11, N. 7 trovasi una Nota del Prof. Eugenio Semmola dal titolo « Il potenziale elettrico nell'aria » che ha per oggetto « .... di rivendicare al Prof. Palmieri la priorità della scoperta che il potenziale elettrico dell'aria diminuisce col crescere dell'altezza .... legge confermata dalle osservazioni di Andrè a Lione, Groy a Berlino, Le Cadet a Parigi.... ».

« Nel caso Le Cadet, dice la Nota, dalle sue osservazioni egli potè concludere che il potenziale elettrico dell'aria diminuisce quando aumenta l'altezza sulla terra, la diminuzione è general-

mente rapidissima nel primo chilometro d'elevazione, meno rapida nel secondo, debolissima nel terzo e quarto. Le osservazioni del signor Le Cadet vengono dunque a confermare quelle del Palmieri, di cui però egli si dimentica di ricordare il nome....».

Verità vuole che qualcuno scriva che le cose non stanno in quei termini e che l' opuscolo citato dà un' interpretazione del tutto errata della distribuzione del potenziale elettrico nell' aria. Si tratta di un equivoco; la diminuzione coll' altezza, nella Nota Le Cadet [1]) non si riferisce per nulla al potenziale dell' aria, ma al campo elettrostatico, cioè all' accrescimento del potenziale per unità di lunghezza.

Ecco come andavano le cose:

A quattro diverse altezze dell' aerostato, Le Cadet misurava su un elettrometro differenziale la differenza di potenziale di due punti situati ad un certo dislivello (20 metri circa) punti ch' egli esplorava con collettori distinti, ricavandone la variazione di potenziale per metro.

Ed ecco i suoi risultati:

Ascensione a Parigi, l' 11 Settembre 1897.

Altitudine	Campo elettrostatico terrestre $= \frac{\partial V}{\partial n} \left(\frac{\text{Volta}}{\text{metri}}\right)$
Presso terra	+150 volta
a 1429 m.	+ 36,5 »
» 2370 »	+ 22,1 »
» 3150 »	+ 19,7 »
» 4015 »	+ 13,4 »

È a questo campo, a questo gradiente, *a questa forza*, che vanno attribuite le leggi contenute nelle citazioni, ma non al *potenziale*, il quale cresce invece coll' altezza e nell' esempio in questione cresce così, che supposto il suolo al potenziale zero:

a 1 metro	era approssimativamente di	+ 150	volta
» 1429 metri	»	+ 132.800	»
» 2370 »	»	+ 160.400	»
» 3150 »	»	+ 176.800	»
» 4015 »	»	+ 191.500	»

1) C. R. Vol. 125, p. 494, 1897.

Coll' elettrometro bifilare e coll' apparecchio a conduttore mobile, Palmieri fece molte misure a svariate altezze dalla superficie del mare, ma in generale misurò sempre una differenza di potenziale proporzionale, se non identica, alla differenza di potenziale di due punti situati alla breve distanza verticale di circa 1 metro $^1/_2$, ed a pochissima distanza dalla superficie terrestre.

Furono le osservazioni di Exner [1]) le quali provarono decisamente che il potenziale cresce coll' altezza sul suolo. E la conferma di queste esperienze venne sempre, prima nelle ricerche di Elster e Geitel [2]), poi di Andrè [3]), poi degli altri.

Le ultime osservazioni di Le Cadet dicono la stessa cosa ma recano un' importante novità nelle nostre conoscenze d'elettricità atmosferica mostrando che il potenziale cresce meno rapidamente delle altezze.

R. Osservatorio Geofisico di Pavia.
Maggio 1899.

SULLA DISSOCIAZIONE DELL' IPOAZOTIDE,

di A. POCHETTINO [4]).

Le ricerche sperimentali sulla determinazione delle costanti fisiche delle combinazioni gassose dissociabili sono fin qui, anche riguardo all' ipoazotide che pure è il corpo più facile e più interessante a studiarsi, poco numerose, e più che altro riguardano la densità di tali combinazioni.

Ma oltre la densità presenta un interesse grandissimo la questione del rapporto k dei calori specifici, poichè la conoscenza dell' andamento di questo rapporto permetterà di vagliare le ipotesi fatte sulla causa dei cambiamenti di densità dell' ipoazotide con la temperatura. Giacchè, sebbene la teoria di Gibbs [5]) sia del tutto conforme ai dati sperimentali ot-

1) Repertorium der Physik, 1886.
2) Sitzungsberichten der Kais. Akademie der Wissenschaften in Wien, 1892.
3) C. R. Vol. 117, p. 729, 1893.
4) Rend. R. Acc. dei Lincei. Vol. 8, p. 183-188, 1899.
5) Americ. Journ., 18, p. 277, 1879.

tenuti da Mitscherlich, Troost, Deville, Wanklyn, Playfair e finalmente da E. ed L. Natanson [1]), non tutti sono d'accordo col Gibbs sull'origine di queste variazioni di densità. Alcuni p. es., per spiegare il lavoro eccezionale che vien rivelato da questa variazione anormale della densità ricorrono ai lavori interni, che nell'ipoazotide sarebbero grandissimi; e questi lavori si eserciterebbero sia tra le varie molecole, sia nell'interno di ognuna di esse, senza però mutarne il numero [2]).

Era quindi importante determinare l'andamento dei valori di k al crescere della temperatura e quindi della dissociazione.

Secondo la teoria cinetica dei gas, all'NO_2 deve corrispondere un valore di k maggiore che non all'N_2O_4 la cui molecola è di una costituzione più complicata; e infatti E. ed L. Natanson studiando le variazioni di densità, dell'ipoazotide a temperatura costante e a pressione variabile, ebbero occasione di constatare che al crescere della dissociazione il rapporto k cresce. Per raggiungere un grado di dissociazione maggiore del 50 % al quale si fermarono i Natanson, conveniva operare non già a temperatura costante, ma a pressione costante; ciò che importava anche una minore complicazione di apparecchi.

La misura di k venne eseguita col metodo della determinazione della velocità del suono. La densità del gas fu dedotta dalle tabelle di Natanson, e di Troost e Deville, e per temperature intermedie fu ottenuta mediante la formula del Gibbs [3]):

$$D = 3,178 + \theta - \sqrt{\theta(3,178 + \theta)}$$

dove:

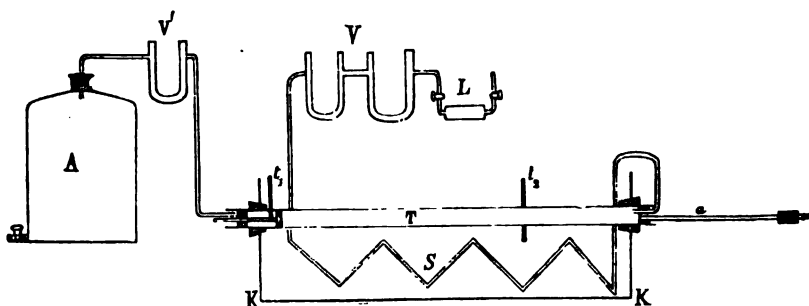
$$\theta = 9,47056 - \frac{3118,6}{t+273} \log_{10} . p,$$

essendo p la pressione in atmosfere e t la temperatura centigrada.

L'ipoazotide veniva preparata in gran quantità per mezzo del nitrato di piombo previamente disseccato con cura, e dopo

1) Wied. Ann., 27, p. 606, 1886.
2) Ann. Chim. et Phys, 30, p. 383, 1882.
3) Gibbs, Thermodynamische Studien, p. 209, 1892.

aver lasciato sfuggire i primi prodotti, veniva liquefatta in tubi tenuti in un miscuglio frigorifero, per eliminare l'ossigeno che proveniva dalla dissociazione del nitrato di piombo. L'ipoazotide veniva poi distillata con cura almeno due volte, e così era ottenuto un liquido color ambra, limpidissimo, che durante il corso delle esperienze era conservato in appositi tubi muniti di due robinetti.

La velocità di propagazione del suono nel gas veniva fatta con un apparato analogo a quello usato dal Kundt e dal Wüllner. Prima di arrivare nel tubo di Kundt, il gas svolgentesi dall'ipoazotide liquida veniva, mediante l'aspiratore A, a passare pel tubo L, poi nei tubi V ripieni di anidride fosforica e poscia in un serpentino S tenuto in un bagno d'olio *k*, dove acquistava la temperatura voluta. Nello stesso bagno era immerso anche il tubo di Kundt, la cui temperatura vera era determinata mediante un termometro t_1 introdotto in esso

in modo che il bulbo fosse completamente immerso nel gas, solo al momento in cui un altro termometro immerso nel bagno segnava a un dipresso la medesima temperatura di t_1. La generazione delle onde stazionarie nel tubo di Kundt avveniva nel modo noto, mediante le vibrazioni longitudinali di un'asta di vetro. La polvere adoperata per renderle visibili era di silice insolubile ben secca ed impalpabile.

La formola che dalla lunghezza d'onda del suono prodotto dall'asta nell'ipoazotide e nell'aria, dà il valore di *k*, è:

$$k = 1,4053 \frac{l_2}{l_1^2} \cdot \frac{\delta}{\delta_1} \cdot \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t},$$

dove l, δ, t ed l_1, δ_1, t_1 sono respettivamente la semilunghezza

d' onda, la densità e la temperatura nel gas e nell' aria. Le lunghezze d' onda erano misurate col metodo del Kundt.

I resultati ottenuti son registrati nella seguente tabella, dove t, l, l_1, t_1 e k hanno i significati già indicati, Δ rappresenta la densità del gas rispetto all' aria a t°, e q è la percentuale della dissociazione alle varie temperature, dedotta dalla formola

$$q = \frac{3,178 - \Delta}{\Delta},$$

essendo 3,178 la densità dell' N_2O_4 calcolata dalla sua formola molecolare. I valori calcolati di k riportati nella tabella sono ottenuti con la regola dei miscugli, supponendo il gas un miscuglio di N_2O_4 e NO_2 nelle proporzioni date dalla colonna che riporta i valori di q.

t°	Δ	l	l_1	t_1	q %	k osserv.	k calcol.	Differenze
4,2	2,964	38,555	73,181	6,8	7,22	1,167	1,169	+ 0,002
8,0	2,925	38,746	73,300	13,0	8,65	1,169	1,172	+ 0,003
11,3	2,891	39,593	73,333	13,1	9,92	1,172	1,173	+ 0,001
16,2	2,818	40,308	73,125	9,4	12,77	1,175	1,177	+ 0,002
21,0	2,764	41,331	73,133	6,5	14,98	1,179	1,180	+ 0,001
26,7	2,650	42,656	73,000	7,0	19,92	1,198	1,187	— 0,011
35,2	2,526	44,492	73,000	7,3	25,81	1,201	1,195	— 0,006
39,8	2,453	45,576	73,490	12,0	29,55	1,208	1,200	— 0,008
44,0	2,363	46,368	73,430	13,4	34,49	1,219	1,209	— 0,010
49,6	2,256	48,912	73,230	8,0	40,87	1,232	1,217	— 0,015
60,0	2,065	52,167	73,000	7,2	53,90	1,247	1,235	— 0,012
66,0	1,991	53,956	73,270	7,4	59,62	1,255	1,243	— 0,012
70,0	1,920	55,439	73,300	7,0	65,47	1,260	1,251	— 0,009
75,7	1,851	57,240	73,470	6,6	71,69	1,266	1,260	— 0,006
80,6	1,801	58,372	73,270	7,0	76,46	1,272	1,266	— 0,006
85,0	1,755	59,222	73,000	8,2	81,08	1,275	1,273	— 0,002
90,0	1,728	60,393	73,124	7,5	83,91	1,280	1,277	— 0,003
95,0	1,699	61,428	73,181	7,0	87,05	1,280	1,281	+ 0,001
100,1	1,676	62,289	73,300	8,0	89,62	1,281	1,285	+ 0,004
105,0	1,658	63,058	73,500	10,0	91,67	1,284	1,288	+ 0,004
111,3	1,641	64,023	73,600	10,0	93,66	1,288	1,291	+ 0,003
114,0	1,635	64,065	73,000	10,0	94,37	1,289	1,292	+ 0,003
121,5	1,622	65,161	73,620	12,0	95,93	1,290	1,294	+ 0,004
125,0	1,612	65,328	73,000	10,0	97,15	1,290	1,297	+ 0,007
130,0	1,610	66,341	73,600	12,1	97,39	1,300	1,297	+ 0,003
135,0	1,607	66,154	72,920	12,0	97,76	1,298	1,297	+ 0,001
140,0	1,604	67,005	73,600	11,6	98,13	1,300	—	—
145,0	1,602	67,457	73,300	12,0	98,37	1,300	—	—
150,0	1,600	67,889	73,400	12,0	98,62	1,296	—	—

Da questa tabella risulta che *k* cresce con la temperatura *t* e con la dissociazione, variando fra i due valori 1,17 e 1,30 corrispondenti rispettivamente a gas di costituzione esatomica (N_2O_4) e triatomica (NO_2). Le lievi divergenze fra i valori calcolati e osservati di *k* potranno attribuirsi o ad una leggiera deviazione dalle leggi del Gibbs, o forse ad una dissociazione temporanea parziale prodotta nel gas dal propagarsi stesso delle onde sonore. Ad ogni modo l'andamento generale dei valori di *k* autorizza a concludere che nell'ipoazotide avviene realmente una dissociazione nel modo previsto dal Gibbs, ossia una scissione successiva delle molecole N_2O_4 in molecole NO_2; scissione svelata dalle grandi variazioni di densità, le quali, come fecero osservare E. ed L. Natanson, non devono attribuirsi, come molti hanno creduto, ad una eccezionale deviazione di questo gas dalle leggi di Boyle e Gay-Lussac.

SULL' IMPIEGO DEL MICROSISMOGRAFO A DUE COMPONENTI PER LO STUDIO DEI MOVIMENTI LENTI DEL SUOLO,

di T. GNESOTTO [1]).

È ben noto come per mezzo del microsismografo a due componenti del Prof. Vicentini si possano analizzare i movimenti microsismici e studiare sistematicamente i lenti movimenti del suolo. Il dare una particolareggiata descrizione dello strumento sarebbe superfluo dopo quello che già ne disse il Prof. Vicentini [2]) ed il Dott. Pacher [3]), perciò diremo solo di qualche particolare della sua costruzione per maggior intelligenza delle considerazioni che svolgeremo.

1) Atti del R. Ist. Veneto di scienze, lettere ed arti, T. 57, 1898-99).

2) G. Vicentini. Osservazioni e proposte sullo studio dei movimenti microsismici. Atti della R. Acc. dei Fisiocritici, S. 6, vol. 5, Siena 1894. — Microsismografo e registrazione continua. Bollettino della Società Veneto-Trentina di Scienze Naturali, T. 6, n 1, Padova 1895.

3) Giulio Pacher. I microsismografi dell'Istituto di Fisica della R. Università di Padova. Dagli Atti del R. Istituto Veneto di scienze lettere ed arti, T. 8, s. 7, 1896-97, Tip. Ferrari, Venezia.

Il sistema che nell'apparecchio è destinato a registrare ed amplificare il movimento della massa pendolare si riduce, come sappiamo [1]), a tre leve, una delle quali nella posizione iniziale è disposta verticalmente e le altre due, orizzontali, sono destinate a decomporre il movimento in due direzioni ed a registrarlo ingrandito, tracciando coi loro estremi i solchi sul nastro mobile di carta affumicata [2]).

Giova osservare fin da principio che, nelle lente oscillazioni, la prima leva amplificatrice, quella che nella posizione iniziale è disposta verticalmente e che è sostenuta dal cappelletto di vetro saldato all' estremo del sostegno infisso al muro, funge sempre da leva di primo genere. Nei lenti movimenti è sempre la massa pendolare che si muove e viene così a spostare l' estremo superiore della prima leva amplificatrice colla quale è collegata. La leva ruota attorno al suo punto di sospensione e viene così deviata dalla sua posizione iniziale di verticalità.

Al cappelletto di vetro che costituisce il suo punto d' appoggio si possono dare degli spostamenti nello spazio.

A tale scopo serve un sistema di slitte [3]), mosse da viti di richiamo, colle quali si possono produrre: una rotazione ed una traslazione in piano orizzontale ed un movimento verticale. Si può adunque ricondurre, quando si voglia, il cappelletto sulla verticale, che passa pel centro della base inferiore della massa pendolare, ed innalzare verticalmente la leva, che pende da esso, finchè l' estremo superiore di essa penetri nel foro praticato al centro della base della massa pendolare.

Sotto alla punta inferiore della prima leva amplificatrice si possono disporre, mediante un altro sistema di viti, le due leve girevoli sostenute da due aghi che fungono da perni. Delle leve, come si sa, una è rettilinea e l' altra ad un certo punto è piegata ad angolo retto ed è girevole intorno a questo punto.

Anche queste leve sono a braccia diseguali; le braccia più lunghe fungono da stili o pennine scriventi, e quelle più

1) Giulio Pacher. Opera citata, pag. 21-29.
2) Giulio Pacher. Op. cit. pag. 27, fig, 8, tav. I.
3) Giulio Pacher. Op. cit vedi tav. II, fig. 13.

corte sono costituite da due guide o asole, larghe tanto da lasciar passare appena la punta inferiore della prima leva amplificatrice. Queste guide si dispongono ad angolo retto; per tal modo le pennine vengono a disporsi parallelamente secondo una data direzione.

I due aghi di sostegno (assi di rotazione) sono mantenuti verticali da due staffe, che sono fissate ad un' unica piattaforma, movibile secondo due direzioni ortoganali nel piano. In tal guisa il segmento che congiunge i due perni ha un orientamento fisso ed in conseguenza le pennine, quando vengono disposte ambedue secondo una determinata direzione, riescono sempre egualmente distanti. — La piattaforma che sostiene gli aghi può ancora subire un movimento verticale. — Si può adunque fare in modo che le pennine vengano a disporsi in una direzione determinata e che il punto d' incontro delle guide sia proprio al di sotto dell' estremo inferiore della leva verticale. Sollevando allora il sistema di leve orizzontali, in modo che esse non abbiano a perdere il loro orientamento e la loro orizzontalità, si infila l' estremo della prima leva amplificatrice nel vano di incontro delle asole.

Da una tale disposizione si deve partire quando si voglia intraprendere una serie di osservazioni, e ad essa si deve ricondurre il sistema di leve quando, per le successive apparenti deviazioni subìte dalla verticale (inclinazioni del suolo), le leve riescano troppo inclinate rispetto alle loro posizioni iniziali.

Data alle leve questa disposizione, si può innalzare il cilindro girevole, che porta il nastro di carta affumicata, fino a che tocchi le punte delle pennine; queste sfiorando sullo straterello di nerofumo, che copre il nastro, mentre il cilindro gira, producono un solco nettissimo che riesce bianco su fondo nero. La sottigliezza e la nitidezza di queste segnature è una delle qualità più pregevoli dello strumento. Se si ha l' avvertenza che l' attrito delle pennine sulla carta riesca il minimo possibile, si ottengono delle segnature delicatissime: la loro larghezza è spesso minore del ventesimo di millimetro.

Di fianco alle due tracce lasciate dalle pennine ve ne ha un' altra prodotta da una strisciolina di vetro, la quale è mossa da una elettrocalamita (cronografo) che comunica coll' orologio

di precisione, a pendolo. Alla traccia lasciata da questa terza pennina si dà, per brevità, il nome di *linea del tempo*. Nell'orologio si adotta una disposizione che permetta la chiusura del circuito elettrico della elettrocalamita ad ogni minuto, meno una volta al principio d'ogni ora. In tal modo la pennina cronografica viene spostata alla fine di ogni minuto durante il breve tempo, in cui dura nell'orologio il contatto che chiude il circuito elettrico. Sul nastro la linea del tempo presenta così un dentello ad ogni minuto eccetto quelli che mancano al passaggio da un'ora all'altra. Per una semplice, ma felice disposizione, adottata dal Dott. Pacher, il nastro è obbligato a spostarsi lateralmente con regolarità mentre si avanza girando assieme al cilindro motore. Il nastro può quindi compiere parecchi giri senza che i segni delle varie pennine scriventi si sovrappongono e si confondano. Per raggiungere tale scopo conviene però, e lo si capisce facilmente, che il nastro adoperato sia abbastanza largo, che le tre pennine scriventi sieno sufficientemente discoste fra loro, e che lo spostamento laterale, corrispondente ad un giro completo, sia determinato opportunamente in relazione ai massimi spostamenti che le tracce possono subire, come vedremo, nel loro andamento rispetto alla linea del tempo.

Se il pendolo non si muove dalla posizione iniziale, nel nastro mobile si riscontrano tre linee parallele, le quali sono i solchi lasciati sul nastro, che gira, dalle estremità delle due leve orizzontali e dal cronografo. Nel caso di immobilità del pendolo le traiettorie descritte sul nastro sviluppato sono rettilinee, poichè le punte descrivono sul cilindro mobile delle eliche.

Nella posizione iniziale le punte delle tre pennine vengono disposte su una medesima retta normale alla direzione delle pennine stesse, e quindi parallela alle generatrici del cilindro motore. Ne segue che i punti d'intersezione di una perpendicolare alla direzione comune delle segnature con le segnature stesse corrispondono, se il pendolo sta fermo, a posizioni contemporanee delle punte delle tre pennine. Del resto anche se non si riesca ad adattare le pennine scriventi in modo che le loro punte e quella del cronografo si trovino in

una stessa retta normale alla loro comune direzione, si capisce facilmente come si possa, tenendo conto degli spostamenti relativi (paralasse), determinare i punti che nelle tre segnature corrispondono ad uno stesso istante.

Quando il pendolo si muove, l' estremo inferiore della prima leva amplificatrice descrive una traiettoria e movendosi nelle asole trascina seco le braccia minori delle leve orizzontali; e queste non potendo che ruotare attorno ai loro perni, allontanano od avvicinano gli estremi delle braccia maggiori alla linea del tempo. La quale, rimanendo invariata nella sua posizione, ci serve come linea di riferimento, per istudiare l' andamento delle segnature che le pennine vanno descrivendo lateralmente ad essa.

Per determinare lo spostamento angolare apparente, che l' asta pendolare ha subito partendo dalla sua posizione iniziale durante un certo intervallo di tempo, basta, come vedremo, misurare gli spostamenti laterali che presentano rispetto alla loro posizione iniziale gli estremi degli stili alla fine di quell' intervallo. — Bisogna perciò misurare la distanza della linea del tempo dai due punti, che nelle segnature delle pennine corrispondono all' istante prefissato, e tener conto della distanza iniziale delle due punte rispetto alla linea stessa.

Se ϕ_1 e ϕ_2 indicano gli angoli di cui si sono spostati i bracci maggiori, a_1, a_2, delle leve mentre le loro estremità si sono spostate di m_1 e m_2 ed il punto d'incontro delle due braccia minori p_1 e p_2 delle due leve spostate ha per coordinate x_1 e x_2 rispetto ai due assi ortogonali rappresentati dai bracci minori delle leve allo stato iniziale, si ottengono facilmente le relazioni:

$$m_1 = \frac{x_1}{p_1 + x_2} a_1 \cos \phi_1 = \frac{x_1 a_1}{\sqrt{(x_2 + p_1)^2 + x^2_1}}$$

$$m_2 = \frac{x_2}{p_2 + x_1} a_2 \cos \phi_2 = \frac{x_2 a_2}{\sqrt{(x_1 + p_2)^2 + x^2_2}}$$

che risolte rispetto ad x_1 e x_2 danno:

$$x_1 = m_1 \frac{p_1 m_1 + p_2 \sqrt{a^2_1 - m^2_1}}{\sqrt{a^2_1 - m^2_1}\sqrt{a^2_2 - m^2_2} - m_1 m_2}$$

$$x_2 = m_2 \frac{p_2 m_2 + p_1 \sqrt{a^2_2 - m^2_2}}{\sqrt{a^2_1 - m^2_1}\sqrt{a^2_2 - m^2_2} - m_1 m_2}$$

Per una approssimazione grossolana possiamo ammettere eguali all'unità i coseni degli angoli φ_1 e φ_2 nelle formule precedenti che divengono allora:

$$m_1 = \frac{x_1 a_1}{p_1 + x_2}, \qquad m_2 = \frac{x_2 a_2}{p_2 + x_1}$$

$$x_1 = m_1 \frac{p_2 m_2 + p_1 a_2}{a_1 a_2 - m_1 m_2}, \qquad x_2 = \frac{p_1 m_1 + p_2 a_1}{a_1 a_2 - m_1 m_2}$$

Nel microsismografo Vicentini le dimensioni delle varie parti del sistema d'ingrandimento delle leve orizzontali sono scelte in guisa che per piccole deviazioni gli ingrandimenti dati dalle due leve orizzontali possono considerarsi eguali.

Le lunghezze delle braccia sono scelte in modo che:

$$\frac{a_1}{p_1} = \frac{a_2}{p_2} = \text{K}' \ (*)$$

e quindi:

$$m_1 = \frac{a_1}{p_1} x_1 = \text{K}' x_1 \qquad m_2 = \frac{a_2}{p_2} x_2 = \text{K}' x_2$$

e da queste:

$$x_1 = \frac{m_1}{\text{K}'} \qquad x_2 = \frac{m_2}{\text{K}'}.$$

Perchè si possano, con la disposizione del sistema amplificatore individuata dalle (*), adoperare le formule approssimative, ora trovate, è però necessario che gli spostamenti m_1 ed m_2 sieno abbastanza piccoli, che non si adotti un ingrandimento K' eccessivo e si facciano le pennine abbastanza lunghe. Sarà da determinarsi in ogni singolo caso della pratica la grandezza massima delle deviazioni m_1 ed m_2, per le quali si possa prescindere dall'uso delle prime formule approssimative.

Si vede adunque come sia possibile seguire con continuità l'andamento della inclinazione del suolo e determinare con molta approssimazione le deviazioni giornaliere, mensili, annue dell'asta del pendolo interpretando con diligenza le segnature descritte sul nastro. Avendo l'avvertenza di tener conto sempre degli spostamenti eseguiti artificialmente sulla piattaforma di sostegno delle leve orizzontali e del segnale del tempo, si

può studiare l' andamento della inclinazione del suolo anche per un tempo indefinito.

Se per una causa accidentale avviene una interruzione delle segnature anche per qualche ora, ciò non può portare che un disappunto relativo nella interpretazione delle segnature. Resterà soltanto non indicato l' andamento dell' inclinazione durante quell' intervallo di tempo. Giova insistere nell' avvertire che nel frattempo non devono affatto essere modificate artificialmente le reciproche distanze delle diverse parti del sistema registratore, e che in nessun caso la piattaforma di sostegno delle leve orizzontali deve subire movimenti di rotazione.

Inoltre, quando si eseguisca l' operazione di rettifica delle leve e specie quando per avventura si presenti la necessità di alterare la posizione della pennina del tempo, è opportuno fare dei segni convenzionali sul nastro di carta o meglio tenerne conto ogni volta in apposito registro, affinchè nella interpretazione delle segnature non vengano inavvertitamente considerati, come dovuti a movimenti del suolo, questi spostamenti operati artificialmente. Del resto questi ultimi sono in generale così grandi in confronto dei lentissimi movimenti delle pennine, le quali vanno tracciando sul nastro una linea continua e a piccolissima curvatura, che è impossibile, si può dire, non avvertire la discontinuità di andamento delle tracce e non attribuirla alla vera causa.

In generale l' operazione di rettifica produce spostament istantanei delle punte di gran lunga maggiori di tutta l'escursione, che in una intera giornata esse compiono allontanandosi o avvicinandosi alla linea del tempo.

Basta adunque, durante le misurazioni eseguite sul nastro, seguire con l' occhio l' andamento nelle segnature, per avvertire se si presentano bruschi cambiamenti della loro distanza dalla linea del tempo dovuti a spostamenti eseguiti artificialmente.

Queste avvertenze conviene averle in modo speciale, quando l' istrumento sia sorvegliato da diversi osservatori.

Una breve interruzione delle segnature avviene quando si compie l' operazione del cambiamento di carta. È opportuno

tener conto sempre, nella registrazione dei dati di misura, della posizione degli estremi delle pennine alla fine del nastro che si toglie ed al principio delle segnature nel nuovo nastro. Se si eseguisce abbastanza presto l' operazione del cambiamento del nastro, si può ritenere che le segnature si susseguano con continuità. Infatti in generale non si trova differenza alcuna fra i valori di m_1 ed m_2 alla fine delle segnature d' un nastro ed al principio di quelle del successivo.

Ciò prova come appunto l' attrito del sistema amplificatore non porti effetti sensibili sulle registrazioni

---

DETERMINAZIONE DELLA CONDUTTIBILITÀ TERMICA DELL' EBANITE E DEL VETRO,

di A. DINA.

Osservando che la corrente che determina la fusione di listerelle di stagnola appoggiate su ebanite o su vetro è rispettivamente del 10 % e 40 % maggiore di quella necessaria a fondere le stesse listerelle libere nell' aria, si deve ammettere che l' ebanite e il vetro per quanto cattivi conduttori sottraggono calore alle listerelle di stagnola, e che il coefficiente di conducibilità termica della ebanite deve essere notevolmente inferiore di quella del vetro. A riprova di ciò e per precisare con numeri in che grado questi corpi siano cattivi conduttori, si possono determinare in valore assoluto i coefficienti di conduttibilità termica di quei corpi.

Per questo si porta e si mantiene lungamente un parallelepipedo rettangolo della sostanza da studiare a una certa temperatura U, in modo da potere ritenere U la temperatura in ogni suo punto. Si espone allora rapidamente a sei potenti getti d' acqua perpendicolari alle sue facce, che abbassano la temperatura della superficie fino a quella dell' acqua stessa provocando così un flusso di calore dall' interno all' esterno. Dopo un certo tempo t_1, la quantità di calore posseduta ancora dal parallelepipedo dipende dal potere conduttore k del

1) Rend. del R. Ist. Lombardo di sc. e lett. Serie 2, vol. 32, 1899.

corpo; calcolandola analiticamente in funzione di k e determinandola calorimetricamente, si ha un' equazione da cui dedurre il coefficiente richiesto.

Presi perciò come assi coordinati gli assi di simmetria del parallelepipedo, si consideri l' equazione:

$$\frac{\rho\gamma}{k} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

dove u è la temperatura nel punto (x, y, z). t il tempo, ρ la densità, γ il calore specifico, e k il coefficiente di conduttibilità di un corpo in cui abbia luogo un flusso di calore.

Contando quindi le temperature a partire da quella dell' acqua di raffreddamento, assunta come zero, e chiamate $2a$, $2b$, $2c$ le lunghezze degli spigoli, alla precedente equazione si aggiungono quelle di condizione relative alla superficie:

$u = 0$ per $x \pm a$ e per qualunque t, y, z
$u = 0$ » $y = \pm b$ » t, x, z
$u = 0$ » $z = \pm c$ » t, x, y

e quella relativa allo stato iniziale:

$u = \mathrm{U}$ per $t = 0$ e per qualunque x, y, z.

Si integra l' equazione differenziale ponendo $u = \mathrm{T\,X\,Y\,Z}$ dove T, X, Y, Z sono rispettivamente funzioni di t, x, y, z soltanto.

L' equazione trasformata non può essere soddisfatta che quando i due membri, il primo funzione di t soltanto, il secondo di x, y, z, siano uguali a una stessa costante che deve essere negativa, per non cadere nell' assurdo che T e quindi u aumentino col tempo.

L' equazione trasformata si scompone così in altre quattro, la prima delle quali è costituita dal suo primo membro uguagliato a $-\alpha^2$, e le altre da ciascun termine del 2° membro uguagliate rispettivamente a tre costanti $-l^2, -m^2, -n^2$, tali che:

$$l^2 + m^2 + n^2 = \alpha^2 .$$

Dall' integrazione di queste equazioni, si traggono per T, X, Y, Z, i valori:

$$T = e^{-(l^2+m^2+n^2)\frac{k}{\rho\gamma}t}$$

$$X = A_1 \operatorname{sen} l x + B_1 \cos l x; \quad Y = A_2 \operatorname{sen} m y + B_2 \cos m y$$

$$Z = A_3 \operatorname{sen} n z + B_3 \cos n z$$

e quindi:

$$u = e^{-(l^2+m^2+n^2)\frac{k}{\rho\gamma}t} (A_1 \operatorname{sen} l x + B_1 \cos l x) \cdot (A_2 \operatorname{sen} m y +$$
$$+ B_2 \cos m y)(A_3 \operatorname{sen} n z + B_3 \cos n z) .$$

dove l, m, n, A_1, B_1, ... sono costanti da determinarsi. Intanto poichè u deve essere indipendente dal segno delle coordinate, deve essere $A_1 = A_2 = A_3 = 0$, e posto quindi $B_1 B_2 B_3 = C$, e tenendo conto delle equazioni di condizioni relative alla superficie si trova per l un numero infinito di valori:

$$l_1 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{a}, \quad l_2 = \frac{3\pi}{2} \frac{1}{a} \quad \ldots . l_\lambda = (2\lambda - 1) \frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{a}$$

e analogamente per m e n.

Sostituendo si ha quindi:

$$u = \sum_1^\infty{}_\lambda \sum_1^\infty{}_\mu \sum_1^\infty{}_\nu C_{\lambda\mu\nu} e^{-(l_\lambda^2+m_\mu^2+n_\nu^2)\frac{k}{\rho\gamma}t} \cos l_\lambda . x . \cos m_\mu y . \cos n_\nu z .$$

Per la condizione iniziale $u = U$ per $t = 0$ e moltiplicando l'equazione risultante per $\cos l_\sigma x$ e integrandola rispetto a x fra $-a$ e $+a$, e notando che dei termini del secondo membro, rimangono solo quelli pei quali $\sigma = \lambda$, si ottiene l' uguaglianza:

$$U \frac{-2(-1)^\lambda}{(2\lambda-1)\frac{\pi}{2}\frac{1}{a}} = a \sum_1^\infty{}_\mu \sum_1^\infty{}_\nu C_{\lambda\mu\nu} \cos m_\mu y . \cos n_\nu z .$$

Similmente eseguendo su quest' equazione operazioni analoghe rispetto a y e a z si ha un' uguaglianza da cui si ricava il valore di $C_{\lambda\mu\nu}$ e quindi sostituendo si ha:

$$\frac{64U}{\pi^3} \sum_1^\infty{}_\lambda \sum_1^\infty{}_\mu \sum_1^\infty{}_\nu \frac{-(-1)^{\lambda+\mu+\nu}}{(2\lambda-1)(2\mu-1)(2\nu-1)} . e^{-\left\{\frac{(2\lambda-1)^2}{a^2}+\frac{(2\mu-1)^2}{b^2}+\frac{(2\nu-1)^2}{c^2}\right\}\frac{\pi^2}{4}\frac{k}{\rho\gamma}t}$$

$$. \cos (2\lambda - 1) \frac{\pi}{2} \frac{x}{a} . \cos (2\mu - 1) \frac{\pi}{2} \frac{y}{b} . \cos (2\nu - 1) \frac{\pi}{2} \frac{z}{c} .$$

Si calcola quindi la quantità di calore posseduta dal parallelepipedo al tempo t_1, espressa da:

$$Q_{t_1} = \rho \gamma \int_{-a}^{+a} dx \int_{-b}^{+b} dy \int_{-c}^{+c} dz \, u_{t_1}$$

dalla quale, sostituendo e integrando e ponendo in luogo di $8abc\rho$ la massa M si ha la formula generale che risolve il problema:

$$Q_{t_1} = \frac{512 \gamma MU}{\pi^6} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{\infty} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{e^{-\left\{ \frac{(2\lambda-1)^2}{a^2} + \frac{(2\mu-1)^2}{b^2} + \frac{(2\nu-1)^2}{c^2} \right\} \frac{\pi^2}{4} \frac{k}{\rho\gamma} t_1}}{(2\lambda-1)^2 (2\mu-1)^2 (2\nu-1)^2}$$

I termini decrescendo assai rapidamente per la loro forma esponenziale, ne basterà un numero limitato per avere con grande approssimazione il valore di Q_{t_1}. Questo numero dipende dalle proprietà fisiche del corpo (k, ρ, γ), dalle sue dimensioni (a, b, c) e dal tempo t_1.

Raffreddato quindi il parallelepipedo e asciugato rapidamente con materiale poroso le poche gocce rimaste aderenti alla superficie si trova la temperatura u_f che si ottiene mantenendolo immerso in un calorimetro ad acqua finchè fra esso e l'acqua sia terminato ogni scambio di calore. Uguagliando allora la differenza $Q_{t_1} - M\rho\gamma u_f$ alle calorie guadagnate dal calorimetro più quelle cedute all'ambiente, si ha l'equazione da cui si può calcolare l'incognita k, che vi compare come esponente. Va notato che per la forma stessa dell'equazione, piccoli errori di misura hanno poca influenza sul valore di k, che d'altra parte è inutile un'approssimazione assai elevata, non essendo costante la composizione del vetro e dell'ebanite.

Esperimentando su un parallelepipedo di vetro, per il quale sia:

$$2a = 2b = 4^{cm},4 \; ; \; 2c = 3^{cm},2 ; \; M = 160^{gr},3 ; \; \gamma = 0,2 ; \; \rho = 2,59 ;$$

e che venga riscaldato in acqua bollente, si hanno i numeri:

$$U = 98^{\circ},2 - 10^{\circ},9 = 87^{\circ},3 . \qquad u_f = 16^{\circ},74 - 10^{\circ},9 = 5^{\circ},84 .$$

Calorie-grammo cedute $= 287,4$; $\qquad t_1 = 2$ minuti primi,

e limitando la serie a termini ($\lambda = \mu = \nu = 1$); ($\lambda = 2$, $\mu = \nu = 1$); ($\mu = 2$, $\lambda = \nu = 1$) ($\nu = 2$, $\lambda = \mu = 1$) e risolvendo l' equazione risultante si ha $k = 0,152$.

Nelle successive esperienze si notano leggere differenze nell' ultima cifra: come valore medio si può ritenere k compreso fra 0,151 e 0,152.

Esperimentando in modo analogo per l' ebanite su un parallelepipedo per il quale $2a = 3^{cm},78$; $2b = 3^{cm},82$; $2c = 2^{cm},62$; $M = 46^{gr},31$; $\gamma = 0,35$; $\rho = 1,224$, e limitando la serie a dieci termini si trova per k un valore medio compreso fra 0,022 e 0,023.

Si può quindi concludere, conformemente alla previsione, che la conduttibilità termica del vetro è circa sette volte maggiore di quella dell' ebanite; quanto al grado della cattiva conduttibilità di questi corpi se ne ha un' idea riferendo il loro coefficiente a quello del rame elettrolitico che, espresso nelle medesime unità, è 66, e quello per l' aria è 0,0036.

SULL' ALTIMETRIA BAROMETRICA - BREVI NOTE CON TAVOLE IPSOMETRICHE,

di LEONE PAPANTI.

(Firenze, Tipografia Calasanziana, 1899).

Sulla formula di Köppen.

È noto che per la differenza A di livello fra due stazioni nelle quali le pressioni e le temperature sieno respettivamente P, T, p, t, fu stabilita da Laplace la formola

$$A = c\,[1 + \alpha\,(T + t)]\,(1 + \beta \cos 2\lambda) \log \frac{P}{p}, \tag{1}$$

essendo c, α, β costanti, e λ la latitudine media.

Per latitudini vicine a 45°, il valore di $\beta \cos 2\lambda$ è trascurabile; e per le determinazioni di Regnault si può porre

$$A = 18400\,[1 + 0,002\,(T + t)] \log \frac{P}{p}.$$

Il Köppen propose la formola

$$(2) \qquad A = [18432 + 36\,(T + t) + 1{,}4\,(45^\circ - \lambda)] \log \frac{P}{p}$$

Mentre però la Laplace ridotta dà, per le medie di più di 2000 osservazioni eseguite in luoghi vicini a 45°, e specialmente per le medie del mese d'Agosto, resultati concordanti con quelli ottenuti dalle triangolazioni, i resultati della Köppen sono maggiori dei veri, tranne che per piccoli valori di A.

Resultati migliori si ottengono dalla formola

$$(3) \qquad A = [18415 + 36\,(T + t) + 1{,}4\cdot(45^\circ - \lambda)] \log \frac{P}{p}$$

o, per le nostre latitudini,

$$(4) \qquad A = [18415 + 36\,(T + t)] \log \frac{P}{p}\,.$$

Queste formole possono anche servire ai meteorologisti per ridurre la pressione al livello del mare.

Applicando la (3) alle medie di 183 osservazioni fatte nell'Agosto 1871 agli Osservatori di Torino e del Gran S. Bernardo, si trova A = 2202; il resultato della triangolazione è A = 2202,3.

Dalle medie delle osservazioni di Agosto degli anni 1841-58 all'Osservatorio del Gran S. Bernardo e a quello di Ginevra, mediante la (3) si ottiene A = 2071; il Plantamour, con misure fatte col livello a bolla d'aria, ha ottenuto A = 2070,34.

Altre ricerche potranno stabilire i valori da dare ai coefficienti del fattore di log $\frac{P}{p}$ secondo le stazioni e le ore, per ottenere la maggiore approssimazione nei resultati.

Formole senza logaritmi.

Tra le formole senza logaritmi vi ha quella del Saint Robert:

$$A = 58{,}8\,(P - p)\,\frac{1}{\frac{P}{T'} + \frac{p}{t'}}$$

essendo

$$T' = T + 273 \,, \qquad t' = t + 273.$$

Si ha una formola più semplice se si parte dalla temperatura media assoluta $\theta = 273 + \frac{T + t}{2}$; perchè si ha allora

$$A = 59\,\theta \frac{P - p}{P + p} \tag{5}$$

Questa formola dà resultati migliori nella stagione estiva. Per la differenza di livello fra Ginevra e il Gran S. Bernardo essa dà A = 2069. La formola del Babinet darebbe A = 2063,3.

Sulle livellazioni termometriche.

La stagione estiva Giugno-Settembre è la più adatta alle livellazioni barometriche; però i valori ricavati dalla formola variano secondo le ore, presentando un minimo la mattina e la sera, ed un massimo nelle ore più calde. Sarebbe assai utile uno studio sulle variazioni orarie degli elementi secondo i mesi, e sull' utilità di strumenti registratori e sulla correzione per l' umidità, che in pratica, per comodità di calcolo, si fonde con quella della temperatura.

Quando non si posson fare che poche osservazioni, converrà scegliere quelle ore che meglio corrispondano all' equilibrio medio atmosferico supposto nella formola. Queste sono di preferenza le ore del mattino, e più specialmente quelle vicine al massimo barometrico ($9\,^1/_2$ - $10\,^1/_2$); per grandi differenze di livello sembra però che le ore più opportune anticipino. Per le ore pomeridiane la scelta è più incerta; le migliori sembrano le 6-7 pom.

Può esser utile di aver subito un valore approssimato dell' altezza senza ricorrere ad un Osservatorio. — Converrà allora riferirsi al livello del mare come stazione inferiore, servendosi del metodo seguente. Per P si pone il valor medio della pressione al livello del mare, che alle nostre latitudini

non è molto diverso da 762 mm. (più esattamente 762,3). La temperatura T si può trovare dalla relazione

$$T = t + 0{,}08\,(762{,}3 - p)$$

per un valore di T compreso fra 21° e 25°.

Se invece della quota altimetrica avuta approssimativamente sul posto, si voglia dare un valore dell'altezza più degno di fiducia, sarà bene ricorrere all'Osservatorio più vicino per ottenere i dati meteorologici quivi segnati nelle ore in cui furono fatte le livellazioni approssimative; oppure riferirsi direttamente al mare coi dati che il Bollettino dell'Ufficio centrale di meteorologia pubblica quotidianamente. Qualora si abbia il termometro in una stazione soltanto, si potrà ottenere $T + t$ mediante la formola già citata: cioè si porrà $T+t=2t+0{,}08(P-p)$ quando il termometro sia nella stazione superiore, e $T+t = 2T-0{,}08\,(P-p)$ nel caso contrario.

Se si viaggia con un aneroide tascabile e si desidera un valore approssimativo dell'altitudine dal confronto con altro barometro osservato in un luogo la cui altezza sia nota, si può partire dall'ipotesi che le pressioni registrate sieno uguali alle pressioni medie corrispondenti a quelle altezze, e generalmente negli aneroidi si riportano le quote in un cerchio esterno a quello delle pressioni, supponendo che al mare la pressione sia 760, e che la temperatura dell'aria sia uniforme.

Le medie di numerose osservazioni condurrebbero ad ammettere, per le nostre latitudini, 22° circa come temperatura media estiva al livello del mare, e 762 mm. quale pressione media al livello medesimo. La diminuzione della temperatura è nella stessa stagione uguale a 1° ogni 160 m.

Ponendo quindi $t = T - \frac{A}{160}$; $T = 22°$, $P = 762{,}3$, dalle formole del Köppen e del Mendelejeff si avrebbe

$$A = [18415 + 36\,(44° - 0{,}08)\,(762{,}3 - p)]\log\frac{762{,}3}{p},$$

ossia, con grandissima approssimazione:

$$A = [17800 + 2{,}9\,p]\log\frac{762{,}3}{p}. \tag{6}$$

Se al livello del mare la pressione fosse maggiore di 762,3, per i differenti valori di P bisognerebbe fare le seguenti aggiunte α all' altitudine ricavata dalla formola (6):

$$P = 765 \quad \alpha = + \ 30{,}7 \ ; \quad P = 770 \quad \alpha = + \ 87{,}4$$
$$P = 775 \quad \alpha = + 143{,}8 \ ; \quad P = 780 \quad \alpha = + 200{,}0 \ .$$

L' opuscolo contiene tre tavole che per diversi valori di $T + t$ e di λ dànno: i valori dei termini $18415 + 36\,(T + t)$ e di $1{,}4\,(45^{\circ} - \lambda)$, che compariscono nella formola (3), e i valori delle altezze calcolate, per diversi valori di p, mediante la formola (6).

LIBRI NUOVI

UNE EXCURSION ÉLECTROTECNIQUE EN SUISSE,

di P. JANET.

(Un vol. in 8, 92 pag. con 48 fig prezzo L. 2,75. — Gauthier-Villars. Parigi. 1899).

L' industria elettrica è oggidì in pieno periodo di progresso in tutti i punti del mondo; e nel medesimo tempo la varietà delle applicazioni, la potenza delle istallazioni aumenta sempre più; numerosi problemi si presentano ad ogni passo. Ma la situazione dello studioso elettricista è molto difficile; l' insegnamento che egli riceve nelle scuole gli dà una base solida per studiare e comprendere le differenti applicazioni e i diversi sistemi, ma la critica gli manca; come, fra tanta copia di sistemi riconoscere quale è il buono, o piuttosto quale meglio si adatta alle circostanze? La pratica soltanto fornirà in seguito tale discernimento; ma intanto è possibile facilitare la via, per mezzo di escursioni scientifiche fatte nei luoghi dove più specialmente le applicazioni elettriche sono messe in opera. E appunto, il presente volume è il riassunto di un viaggio fatto attraverso i principali stabilimenti della Svizzera, la quale per il numero e la varietà delle sue istallazioni idrauliche ed elettriche, è indicatissima per un escursione di questo genere.

Il volume è diviso in dieci capitoli. Il primo tratta delle istallazioni idrauliche, e descrive quattordici officine in cui esse sono eseguite. Il capitolo secondo contiene le generalità sui differenti modi di distribuzione elettrica. Il terzo tratta in particolare della distribuzione per correnti continue; vi sono descritte due stazioni generatrici. Nel quarto sono descritte altre due stazioni generatrici per correnti alternate monofasiche. La distribuzione per correnti bifasiche e trifasiche trova posto nei capitoli quinto e sesto. Nel capitolo settimo si parla specialmente della trazione elettrica; sono descritti i tramway di Vevey-Montreux e di Losanna. Il capitolo ottavo tratta dei quadri di distribuzione, il nono delle officine di costruzione. Finalmente nel capitolo decimo sono aggruppati alcuni principii di elettrochimica, e sono descritte le officine di carburo di calcio Langenthal.

R. FEDERICO.

PREMIERS PRINCIPES D'ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE
(PILES, ACCUMULATEURS, DYNAMOS, TRANSFORMATEURS),
per P. JANET.

(3. ediz. in 8, 280 pag. con 169 fig. Prezzo L. 6. — Gauthier-Villars, Parigi 1899).

Questa terza edizione dei *Premiers principes d'électricité industrielle* pubblicata ora, non differisce sostanzialmente dalle due precedenti.

La disposizione della materia è pressochè identica. Nella introduzione sono riportati i principi generali dell'energia elettrica, e i generatori principali di elettricità.

Le leggi e definizioni principali sono brevemente raggruppati nei primi due capitoli, mentre il terzo si occupa dei principi generali sui generatori e sui circuiti utilizzanti l'elettricità.

Il capitolo quarto tratta più specialmente della pila, accenna alla sua teoria, al rendimento e alla potenza delle varie coppie oggi conosciute, e dà il modo di fare gli accoppiamenti nei diversi casi pratici. Il capitolo quinto riguarda gli accumulatori. E quì abbiamo notevoli aggiunte alle precedenti edi-

zioni. E infatti la questione degli accumulàtori ha preso una così grande importanza in questi ultimi anni che era necessario dare, anche in un opera elementare, qualche nozione sugli accumulatori a rapida carica e a rapida scarica, e sulla scarica a potenziale costante, che ha importanza capitale nell'uso degli accumulatori in alcuni tramway elettrici.

Nei capitoli sesto, settimo e ottavo, è intrapreso lo studio delle dinamo tanto a corrente continua quanto a corrente alternata. In questa parte è ancora arricchita l'odierna edizione; sono state infatti aggiunte un certo numero di figure che mostrano le macchine dei migliori costruttori, e ne forniscono almeno l'aspetto generale.

In questa edizione l'A. ha anche fatto rientrare le nozioni sulle generatrici a correnti polifasi, nello studio degli alternatori ordinari.

L'ultimo capitolo infine tratta dei trasformatori.

Il libro è indirizzato a qualunque persona desiderosa d'acquistare idee fondamentali, precise, nelle applicazioni elettriche, che sono oggidì tanto diffuse, e di mettersi al corrente dei principi essenziali per approfondirsi nello studio dei fenomeni elettrici e delle loro applicazioni.

R. FEDERICO.

RIVISTA

The Physical Review. Vol. VIII, Gennaio e Febbraio 1899.

ROSA E. B. e SMITH A. W. *Metodo di risonanza per la misura dell'energia dissipata nei condensatori* (pp. 1-20). — Prendendo in esame i lavori che trattano lo studio del calore che si svolge nel dielettrico d'un condensatore, quando una f. e. m. alternativa è applicata alle armature, gli A. mostrano che esiste una enorme divergenza fra i risultati fin qui ottenuti, e notano l'assoluta mancanza di esperienze esatte e di dati numerici sicuri. Per colmare questa lacuna essi si propongono di misurare, per mezzo d'un wattmetro, la energia dissipata in un condensatore assoggettato ad una f. e. m. alternativa. Affinchè la frequenza di carica e scarica sia perfettamente definita, bisogna che la f. e. m. sia semplicemente armonica, cioè che manchino gli armonici su-

periori al fondamentale. Gli A. conseguono l'intento inserendo nel circuito, in serie col condensatore, un rocchetto di filo con grande induzione e senza nucleo di ferro.

Riportano infine le misure eseguite su condensatori commerciali fatti con stagnola e carta imbevuta d'un miscuglio di cera vergine e resina. Trovano in essi una grande perdita di energia fino ad un netto massimo, mentre la temperatura cresce, e al di là la perdita decresce mentre il miscuglio si rammollisce. Si propongono con un altro metodo di continuare lo studio sulla paraffina.

NICHOLS E. L. *Sulla densità del ghiaccio* (pp. 21-37). — L'A. fa una diligente ricerca di tutti i valori dati fino ad oggi per la densità del ghiaccio, ed osserva che essi differiscono fra loro molto più degli errori probabili delle respettive determinazioni. Il fatto potrebbe spiegarsi pensando che non fu adoprato la stessa specie di ghiaccio, anzi, esaminando tutte le esperienze fatte dal 1845 in poi, risulta che tre sono le specie di ghiaccio adoprate, cioè: quello naturale, quello appositamente preparato, e quello prodotto nel dilatometro durante le esperienze. Il primo sembra avere la più piccola, l'ultimo la maggiore densità. Se però trascuriamo questa osservazione, da tutte le esperienze risulta che la densità media del ghiaccio è: $0{,}91593 \pm 0{,}0000079$. Considerando invece il ghiaccio formato nel dilatometro, si ha per la sua densità il valore: $0{,}91614 \pm 0{,}00002$.

L'A., con metodi diversi, riprende a determinare con ogni cura la densità di varie specie di ghiaccio, per vedere l'influenza del modo di preparazione su questo valore. Trova infatti che il ghiaccio naturale ha una densità a 0° di 0,9180, mentre quella dell'artificiale, prodotto dal biossido di carbonio ed etere, è 0,9161. Lo studio completo non è ancora terminato, ma da alcune misure preliminari sembra risultare che il ghiaccio formato adoprando l'alcool come refrigerante da — 5° a — 10°, è meno denso di quello ottenuto con etere e biossido di carbonio a — 70° almeno dell'uno per mille.

GOODWIN M. e DE KAY THOMPSON M. *Costante dielettrica e conducibilità elettrica dell' ammoniaca liquida* (pp. 38-48). — È stato trovato che la conducibilità molecolare dei sali disciolti nell'ammoniaca liquida al suo punto di ebollizione sotto la pressione atmosferica, cioè — 34° C., è, in generale, maggiore che la corrispondente conducibilità molecolare dei sali nelle soluzioni acquose a 18° C. Ora, come è noto, il potere dissociante e la costante dielettrica sono per l'acqua fra loro proporzionali; è quindi utile verificare se lo stesso accade per l' ammoniaca liquida. Gli A.

cominciano perciò dal determinare la costante dielettrica dell'ammoniaca liquida, ed usano a tal uopo il secondo metodo del Drude che consiste, come si sa, nell' introdurre nel circuito secondario un piccolo condensatore contenente il liquido in esame, e nel determinare poi la lunghezza del circuito per la massima risonanza. Risulta dalle loro esperienze che la costante dielettrica dell' ammoniaca liquida è circa 22, valore non confrontabile con quello dell'acqua a 18° C. Se si ammette che la dissociazione elettrolitica non è molto influenzata dalla temperatura, non si ha miglior risultato paragonando la costante dielettrica dell' ammoniaca liquida a quella dell'acqua sia alla stessa temperatura di — 34° C., sia ai respettivi punti di ebollizione alla pressione atmosferica, cioè a 100° C. per l'acqua e — 34° C. per l' ammoniaca. Gli A. cercano di interpretare il fatto fondandosi su alcune idee del Nernst sulla dissociazione.

Determinano poi la conduttività elettrica dell' ammoniaca liquida che trovano essere $1,6 \times 10^{-1}$ con un coefficiente di temperatura di circa 0,7 % per grado, mentre quello dell' acqua è 2,5 % per grado. In ultimo determinano la conducibilità molecolare del nitrato d'argento disciolto nell' ammoniaca liquida, e la trovano maggiore che nell'acqua.

STEVENS S. J. *Alcune esperienze sul contatto molecolare* (pp. 49-53). — Per mezzo di un interferometro l' A. giunge a dimostrare che:

1° Quando è applicata una certa forza determinata ad un corpo che si trova sopra un altro fisso, si ha un moto di una superficie sopra un' altra, prima che il corpo si metta in movimento.

2° Questo moto, che è improbabile si produca quando avviene lo scorrimento, è impercettibile nelle condizioni ordinarie, e il corpo ritorna alla prima posizione quando si toglie la forza che lo sollecita.

3° I piccoli spostamenti prodotti sono quasi (forse esattamente) proporzionali alle forze necessarie a produrre il moto.

4° Questa legge pare verificarsi nel caso in cui una lamina scorre per un suo spigolo, per superfici rozze come per le levigate, per superfici simili come per le diverse, e quando un peso addizionale è posto sulla lastra mobile.

Una interpretazione possibile di questi fenomeni può darsi pensando che, quando agisce una forza non sufficiente a produrre una completa rottura fra le molecole in contatto, si produce una forza addizionale che le riconduce nella loro posizione ordinaria, allorchè la forza cessa d'agire.

HARRIS A. R. *Un analizzatore di marea* (pp. 54-60). — L'A. descrive uno strumento destinato alla registrazione giornaliera delle maree.

THIESSEN A. H. *Isteresi del ferro e dell'acciaio alle ordinarie temperature e alla temperatura dell'anidride carbonica solida* (pp. 65-78). — Scopo della presente memoria è la determinazione della isteresi del ferro, dell'acciaio e dell'acciaio al nichel, a tre diverse temperature, cioè: a 20° C., a 100° C. e a basse temperature ottenute con anidride carbonica solida. L' A. usa il metodo balistico sia nel determinare le curve di magnetizzazione, sia nel trovare la perdita dovuta all' isteresi. I metalli da studiare sono foggiati ad anelli della sezione di 1 cm.² e del diametro di 5 cm. Trova che, in generale, la perdita per isteresi cresce col decrescere della temperatura, quando la forza massima di magnetizzazione causa la quasi saturazione magnetica; per deboli forze magnetizzanti succede il rovescio.

ROSA E. e SMITH A. *Determinazione calorimetrica dell'energia dissipata nei condensatori* (pp. 79-94). — Allo scopo di controllare i resultati a cui giunsero in una loro precedente Memoria (Vedi N. di Gennaio), gli A. eseguiscono ora delle misure calorimetriche sull'energia dissipata nei condensatori assoggettati ad una f. e. m. alternativa, adoprando uno speciale calorimetro. Pei condensatori a carta imbevuta del miscuglio di cera e resina trovano confermati pienamente i resultati precedenti, e trovano, di più, che le cariche residue di questi condensatori sono grandi, crescono con la temperatura fino a 40° C. e poi decrescono coll'aumentare della temperatura. Il massimo per la carica residua è lo stesso che per la perdita d'energia. Gli A. eseguiscono delle misure anche su condensatori a carta paraffinata, e trovano per essi una perdita dall' 1 all' 1,5 %.

BAUM F. G. *Un nuovo diagramma per trasformatori* (pp. 95-111). — L'A. descrive un metodo nuovo per ottenere i valori istantanei delle correnti primaria e secondaria e del flusso magnetico di un trasformatore. Il metodo permette di esprimere direttamente i valori di queste tre quantità variabili per mezzo dell'auto induzione e della resistenza dei due rocchetti, e della f. e. m. impressa. Il diagramma è semplice ed applicabile ad ogni caso.

MERRILL J. F. *Influenza del dielettrico ambiente sulla conducibilità del filo di rame* (pp. 112-127). — Nel 1892 il Sanford trovò che la resistenza del filo di rame dipende al dielettrico ambiente: trovò il fenomeno adoprando cinque dielettrici diversi, e osservò delle variazioni perfino del 0,25 % in più o in meno senza

una legge determinata. Il Grimaldi e Platania trovano pel filo di rame immerso nel petrolio una diminuzione di resistenza del 0,015 °/₀ soltanto. L'A. riprende la questione adoprando un metodo comparativo sia per determinare la variazione di resistenza, sia per osservare ogni minima variazione di temperatura dei fili assoggettati ad esame, ed usati sempre a superficie bene speculare. Con l'apparecchio impiegato in queste sue ricerche l'errore non è maggiore del 0,01 °/₀. Esperimenta una dozzina di dielettrici fra liquidi e vapori e trova che, al di fuori di questo limite, il dielettrico non cambia la conducibilità del filo di rame.

G. Ercolini.

Archives des sciences physique et nat.

4. Période, V. 7. Gennaio a Maggio 1899.

Spring W. *Sulla causa dell'assenza di colorazione in alcune acque limpide naturali* (pp. 5-14). — Molte prove dimostrano che l'acqua pura non è incolora, ma *bleu*. L'apparenza del *colore verde* in certe acque limpide, si spiega con la presenza di un mezzo *torbo* nell'acqua, dotato della proprietà di lasciar passare più facilmente i raggi giallastri; il colore del mezzo torbo componendosi con il colore bleu dell'acqua produce la sensazione del verde. Mescolando all'acqua pura bleu, qualche goccia di un liquido che tiene in sospensione particelle di ematite (ossido ferrico) di color rosso, ed osservandola sotto uno spessore di circa 6 metri, essa appare incolora. Il colore cioè dovuto all'ematite sarebbe complementare di quello bleu dell'acqua.

Guye A. e Babel A. *Potere rotatorio e isomeria di posizione* (pp. 23-42 e 109-138). — I corpi attivi isomeri sono caratterizzati ora da poteri rotatori notevolmente diversi, ora da proprietà ottiche vicinissime, senza che si sia ancora trovata la causa di tale comportamento.

Gli A. portano il loro contributo con lo studio dei gruppi isomeri della serie aromatica derivati dalle tre serie classiche: orto, meta e para. Eglino raggruppano i loro risultati con quelli precedenti di altri sperimentatori sugli isomeri propilici e butilici, e vengono ad alcune conclusioni di cui le più importanti sono le seguenti.

1.° Gli aggruppamenti benzenici monosostituti e bisostituti esercitano, sul potere rotatorio dei corpi nella cui composizione essi entrano, un'azione specifica propria, sempre la stessa nelle serie che hanno potere rotatorio del medesimo andamento.

2.° Questa azione specifica si produce in senso inverso quando si considerano serie omologhe a potere rotatorio di andamento diverso.

TOMMASINA T. *Un curioso fenomeno di aderenza delle limature metalliche sotto l'azione della corrente elettrica* (pp. 57-60). — Un piccolo pendolo di ottone nichelato è sospeso per mezzo di un filo metallico sottilissimo, collegato a un polo di una pila. Al di sotto, a una distanza di qualche millimetro dalla sferetta del pendolo, è sostenuto orizzontalmente un dischetto di rame in comunicazione coll'altro polo della pila. Fra il dischetto e la sferetta è posta della limatura di nichel. Si forma così un *coherer elementare*. Ad ogni scintilla di un oscillatore, passa la corrente attraversò la limatura. Se allora si abbassa, senza scosse, il dischetto di rame, si forma un sottile filo brillante attaccato alla sferetta del pendolo, e che è formato da una catena di particelle di limatura di nichel. Se si interrompe la corrente della pila la catena si distrugge. Il fenomeno si osserva anche con limatura di altri metalli.

DE LA RIVE L. *Propagazione di un allungamento graduale e continuo in un filo elastico* (pp. 97-108). — Delle due estremità di un filo elastico teso, l'una sia fissa e l'altra soggetta a muoversi secondo l'asse del filo con una velocità costante. L'A. studia analiticamente come si propaga l'allungamento nel filo e quali sono le condizioni di movimento di un punto qualunque. Le conclusioni teoriche sono verificate sperimentalmente per una spirale lunga circa 8 metri, formata di filo di ottone del diametro di 0,5 mm., avvolto in spire del diametro di 6,5 mm., in contatto le une alle altre.

PERROT F. L. *Termo-elettricità cristallina* (pp. 149-155). — È noto che nel bismuto cristallizzato la f. e. m. termoelettrica nel senso dell'asse cristallografico è diversa da quella nel senso perpendicolare all'asse. Il rapporto fra queste due f. e. m. varia col tempo, per uno stesso cristallo, e in generale tende a diminuire. Questa diminuzione non è sistematica e continua nè si produce indefinitamente. Tale fenomeno sembra essere accidentale, e si produce in qualche pezzo di bismuto meglio che in altri, in momenti e per tempi non prevedibili.

SPRING W. *Sull' origine del bleu del cielo* (pp. 225-239). — Si suole spiegare la colorazione bleu del cielo, con la riflessione in grado differente delle diverse radiazioni luminose, prodotta da particelle minutissime d'acqua o d'altro, sospese nell' aria. L'ipotesi sembra essere confermata dal fatto che la luce del cielo è polarizzata. Ma, se si considera la polarizzazione come la prova

dell'origine *per riflessione* del bleu del cielo, bisogna ammettere che intercettando i raggi bleu per mezzo di una sostanza di colore esattamente complementare, si intercetti, per lo stesso fatto, la parte polarizzata della luce del firmamento. Se al contrario, l'atmosfera deve la sua colorazione a *un assorbimento*, cioè ad una colorazione propria dell'aria, la soppressione della luce bleu non dovrebbe nuocere alla polarizzazione.

L'A. ha riscontrato vero quest'ultimo fatto, interponendo fra la luce del cielo e un polariscopio un vaso contenente acqua colorata con una soluzione molto diluita di solfocianuro ferrico; la luce, spoglia così del colore bleu, è ancora polarizzata nella medesima proporzione di quella osservata senza la soluzione. Queste osservazioni quindi inducono a concludere che la polarizzazione della luce del cielo non prova necessariamente l'assenza di un colore proprio dell'atmosfera. Questa colorazione del resto potrebbe benissimo dipendere o dal vapor d'acqua o dall'ossigeno, o dall'ozono, sostanze tutte colorate in bleu, quando si osservano sotto grandi spessori.

BATTELLI F. *Studio sugli elettrodi di D'Arsonval e di Du Bois-Reymond* (pp. 309-325). — Gli elettrodi di D'Arsonval e di Du Bois-Reymond, usati negli studi elettrofisiologici, non sono del tutto impolarizzabili. Negli elettrodi di Du Bois-Reymond, qualunque sia l'intensità della corrente che li attraversa, la f. e. m. di polarizzazione non oltrepassa il 4 % della f. e. m. polarizzante. Negli elettrodi di D'Arsonval, la f. e. m. di polarizzazione varia molto col variare dell'intensità della corrente che li attraversa, e per correnti deboli può anche raggiungere e oltrepassare l'84 %.

Nei primi elettrodi la f. e. m. di polarizzazione va leggermente aumentando durante il primo minuto, poi resta costante. Nei secondi, al contrario, essa aumenta con molta rapidità nei primi due o tre minuti, dopo aumenta più lentamente e infine, dopo qualche minuto, resta costante.

SPRING W. *Sull'unità d'origine del bleu dell'acqua* (pp. 326-333). — L'A. conferma i suoi risultati precedenti. L'acqua è *bleu per* se stessa e non per riflessione *selettiva* della luce sulle particelle ch'essa tiene in sospensione. Queste particelle però, se hanno colorazione propria, possono modificare e anche annullare la colorazione bleu dell'acqua.

DUFOUR H. *Sull'interruttore elettrolitico di Wehnelt* (pp. 421-429). — L'A. studia le diverse condizioni in cui funziona tale interruttore. Se si adoperano correnti deboli, l'apparecchio funziona come un semplice voltametro, senza produrre interruzioni nella corrente. Comincia a funzionare quando la corrente raggiunge un

valore sufficiente. L'anodo filiforme non si riscalda in modo eccessivo. Nell'apparecchio dell' A. la frequenza delle interruzioni era di 470 al secondo; tale numero però varia col modo con cui si utilizza il circuito indotto del rocchetto annesso all' interruttore, e precisamente aumenta col crescere della resistenza esterna. La densità della corrente e la concentrazione dell'acqua acidulata hanno l'azione maggiore nel funzionamento dell'apparecchio.

L'A. dà finalmente il modo di costruire semplicemente uno di tali interruttori servendosi di una comune bottiglia di Woulff a due tubulature.

Tommasina T. *Un cohereur sensibilissimo ottenuto per semplice contatto di due carboni* (pp. 430-433). — In un tubo di vetro di 2 cm. di diametro e 12 cm. di lunghezza, si introducano, dalle due estremità, due pezzi di carbone cilindrico da lampade ad arco, di 7 mm. di diametro, colle estremità arrotondite. Queste si tocchino appena nella metà del tubo. Il sistema costituisce un cohereur sensibilissimo.

R. Federico.

Wiedemann's Annalen. Vol. LXIII [1]).

(IV del 1897, pubblicato nel cinquantesimo anniversario della laurea del Prof. Gustavo Wiedemann [2]).

Chappuis P. *Dilatazione dell' acqua fra 0° e 40°* (pp. 202-208). — Il metodo impiegato fu quello del dilatometro; l' apparecchio era costituito da un tubo di platino iridiato, di 110 cm. di lunghezza, chiuso da una parte e prolungato dall' altra con un capillare di platino.

È impossibile riportare i singoli risultati; basti ricordare che fra 17° e 40° la dilatazione dell' acqua è rappresentata assai bene dalla formula:

$$130,190800 - 65,768924 \,.\, t + 8,679663 \,.\, t^2 -$$
$$- 7,335773 \,.\, 10^{-2} \,.\, t^3 + 4,379491 \,.\, 10^{-4}\, t^4 .$$

Paalzow A. e Neesen F. *Influenza del magnetismo su le scariche elettriche nei tubi a vuoto* (pp. 209-219). — Queste espe-

1) La rivista di questo giornale, che per varie ragioni è rimasta in arretrato, si porterà presto in corrente; riducendo se occorre l'ampiezza dei sunti.

2) Continuazione e fine (V. *N. Cim.* pag. 92, Gennaio 1899).

rienze non si possono riassumere in breve; i risultati vanno, più o meno, d'accordo con quelli del Melani *(N. Cim.* (4), V, 1897). Gli A. cercano di rendere ragione dei fatti osservati, mediante un'ipotesi molecolare, che non pare molto chiara al Rifo; certo è tutt'altro che semplice.

RIECKE E. *Su la distribuzione delle cariche libere nell' interno di un tubo del Geissler* (pp. 220-229). — Dalle misure del Hittorf e del Warburg su l'andamento del potenziale in un tubo a vuoto percorso da scariche, l'A. deduce con considerazioni affatto elementari delle conseguenze numeriche per la densità cubica della elettricità libera in varie sezioni, e per la densità superficiale agli elettrodi.

Da ultimo, applicando alla conduzione nei gas l'ipotesi elettrolitica, l'A. fa vedere come si possano ottenere dai suoi numeri certi resultati sul percento delle molecole dissociate, e sopra i loro movimenti.

GLAN P. *Ricerche teoriche sopra i corpi elastici e la luce* (pp. 230-233). — È la continuazione di numerosi lavori teorici pubblicati gli anni scorsi dall'A., e come quelli non si potrebbe riassumere senza riportare formule. In appendice il Glan paragona i resultati dei suoi calcoli con le esperienze dello Spring, su l'assorbimento della luce in certi liquidi; la concordanza è abbastanza buona, se pure non buonissima.

WAITZ K. *Su una differenza di comportamento fra la vibrazione elettrica e la magnetica nelle onde di Hertz* (pp. 234-241). — Si tratta di esperienze di risonanza, condotte secondo il metodo elettrometrico del Bjerknes; il secondario è metallico in alcuni casi, in altri è formato parzialmente di tubi riempiti con soluzioni saline. Si dispongono le cose per modo che da prima la sola forza elettrica agisca e poi la sola forza magnetica.

Il resultato più importante, che l'A. dà come preliminare, sarebbe questo che: la corrente indotta dalle vibrazioni elettriche diminuisce con la conducibilità; invece l'effetto delle vibrazioni magnetiche può diminuire da principio e poi tornare a crescere, quando la conducibilità è scesa al disotto di un certo limite.

WIEDEMANN E. *Relazioni fra la luce positiva e lo spazio oscuro, che precede il catodo* (pp. 242-245). — In un tubo a vuoto cilindrico stanno di fronte due elettrodi; il catodo, circolare, è fermato senz'altro alla parete; invece l'anodo, rettilineo, è portato da una canna più sottile, che entra per il lungo nella prima, e all'estremità interiore è aperta liberamente. Se il vuoto è così spinto che lo spazio oscuro precedente il catodo arrivi allo sbocco del tubo sottile, si vede la luce positiva uscire dall'orifizio e ripie-

garsi all' indietro, allontanandosi dall' elettrodo negativo, fino a raggiungere la luminosità che sta prima dello spazio oscuro.

Wiedemann E. *Influenza mutua delle singole parti di un medesimo catodo* (pp. 246-252). — I raggi catodici, emessi da una superficie metallica, deviano se nel loro cammino vengono ad incontrare lo spazio oscuro che precede un altro catodo o un' altra parte del medesimo catodo. Questa proprietà spiega alcune esperienze del Goldstein, relative ai fenomeni cosidetti di *deflessione* (Deflexion).

Lenard P. *Azione elettrica dei raggi catodici su l'aria atmosferica* (pp. 253-260). — Dimostra l'A. che la radiazione uscente da uno dei suoi tubi a finestra di alluminio è capace di scaricare un elettroscopio e di favorire la formazione della nebbia. Egli cerca anche di provare che, nelle condizioni delle sue esperienze, è esclusa la presenza o almeno la cooperazione dei raggi del Röntgen.

Richarz F. e Ziegler W. *Misura della temperatura degli elettroliti, presso alla superficie di elettrodi piccolissimi* (pp. 261-267). — Se si impiegano in un voltametro degli elettrodi piccolissimi questi si riscaldano presto fino alla temperatura di ebullizione del liquido elettrolitico, e si ricoprono di uno strato di vapore. Il fenomeno viene paragonato dagli A. al fenomeno di Boutigny, dello stato sferoidale [1]).

König W. *Dimostrazione semplice del fenomeno di Zeeman* (pp. 268-272). — Una fiamma, nella quale si volatilizzi del sodio, assorbe la luce emessa da un' altra fiamma simile, se le temperature si regolano in modo opportuno. Quando però la sorgente si colloca in un campo magnetico la lunghezza delle onde emesse si modifica per l' effetto Zeemann, e l' assorbimento operato dalla seconda fiamma non può più essere completo.

Euler H. *Su la mobilità delle molecole dissociate e non dissociate* (pp. 273-277). — Il coefficiente di diffusione delle molecole non dissociate è prossimamente nell' inversa della radice quadrata del peso molecolare. Per la « mobilità » degli joni non vale nessuna legge semplice. La quale cosa può spiegarsi, secondo l' A., ammettendo che, appena separati, gli joni si idratino in qualche misura.

Lorentz H. A. *Su l' influenza delle forze magnetiche sopra l' emissione della luce* (pp. 278-284). — Considerazioni assai ele-

1) La nota sembra avere una certa importanza, perchè forse in queste esperienze era contenuta in precedenza la teoria dell' interruttore elettrolitico del Wehnelt, che è venuto in voga recentemente. A. G.

ganti e generali su l'argomento indicato nel titolo, le quali disgraziatamente non si prestano ad un breve riassunto.

LEHMANN O. *Vento elettrico e vento magnetico* (pp. 285-304). — Sono esperienze relative ai movimenti dell'aria, che accompagnano la scarica, e alle modificazioni che questi movimenti subiscono in un campo magnetico.

ARRHENIUS S. *Esperienze sul potere delle punte* (pp. 305-313). — Un comune mulinello elettrico, con quattro braccia in croce, è sospeso ad un filo di argentana, dentro una palla grande di vetro, foderata di stagnola. Il mulinello è in contatto con uno dei poli di una macchina di Holtz e la stagnola è messa a terra, passando per gli avvolgimenti di un galvanometro di Wiedemann. Anche con la terra comunica il secondo polo della macchina; la quale è munita di un condensatore molto capace.

L'A. misurava contemporaneamente la torsione (u) impressa dal mulinello al filo di argentana e la deviazione (i) del galvanometro. Inoltre un voltmetro di Braun gli forniva il potenziale (E) del polo isolato.

Discutendo i resultati sperimentali si ricavano molte conseguenze interessanti.

Ricordo le più notevoli:

a) Se la grandezza di i rimane costante E cambia di valore con il segno; è più grande se è positivo. Sicchè pare che l'elettricità negativa si disperda per le punte con maggiore facilità;

b) Il rapporto $\frac{a}{i}$ è proporzionale alla pressione per tutti quei gas che non si condensano facilmente (aria, ossigeno, idrogeno, anidride carbonica, metano);

c) La quantità u è proporzionale alla radice quadrata del peso molecolare, a parità delle altre condizioni, almeno quando il polo a terra è il negativo. La quale cosa sembra indicare che le molecole del gas prendono parte attiva nel processo.

FROMME C. *Influenza degli scotimenti sul magnetismo (seconda comunicazione* (pp. 314-323). — Le oscillazioni elettriche non alterano le proprietà magnetiche di un filo di ferro, o di un tubo di limatura. Ma le scariche percorrendo il filo o il tubo ne modificano la magnetizzazione. Se si alternano gli scotimenti e le azioni magnetiche, la suscettibilità scende ad un valore minimo; che non si può raggiungere con il solo processo meccanico.

BRAUN F. *Su certi movimenti cagionati dalla corrente elettrica* (pp. 324-328). — Una vescica riempita con un liquido conduttore, è immersa dentro una vaschetta, che contiene pure un elettrolito, ma differente dal primo. Vi è un elettrodo all'interno ed uno

fuori; il passaggio dell'elettricità, trasportando la materia, fa gonfiare o svuota la vescica in grado differente secondo la direzione del flusso e la natura dei due liquidi.

Thiesen M. *Osservazioni su l'equazione di Van der Waals* (pp. 329-335). — L'A. discute le difficoltà che si oppongono ad una generalizzazione dell'equazione caratteristica, la quale valga a metterla in armonia con tutti i fatti noti. Impossibile riassumere questo lavoro senza riportare formule.

Ostwald W. *Su le tensioni di vapore di due liquidi solubili uno nell'altro* (pp. 336-341). — Sono considerazioni assai sottili ed eleganti, che esigono disgraziatamente una illustrazione grafica molto minuta.

Ebert H. *Sopra un apparecchio del Wiedemann* (pp. 342-347). — Il noto apparecchio del Wiedemann, che illustra la teoria del Bunsen, relativa ai fenomeni della classica fontana intermittente d'Islanda, si può modificare così, da riprodurre con esso molti fatti osservati negli ultimi anni in altre sorgenti simili d'America e della Nuova Zelanda.

Du Bois H. *Su gli schermi magnetici* (p. 348). — L'A. comunica, senza sviluppare i calcoli, alcune formole relative alla protezione, che possono esercitare delle corazze sferiche e cilindriche.

Jaeger W. *Su la trasformazione del solfato di zinco nell'elemento Clark* (pp. 354-365). — Il solfato di zinco cristallizza normalmente con 7 molecole d'acqua; ma se lo si riscalda a 39° perde una molecola. Raffreddando di nuovo si ha anche a temperature inferiori (fino allo zero) la modificazione anomala. La diversa costituzione del solfato altera naturalmente la forza elettromotrice dell'elemento; l'apparecchio torna da sè allo stato normale se lo si lascia in riposo; ma impiega per questo un tempo abbastanza lungo, ove il riscaldamento siasi spinto assai in alto. Invece si può ottenere una trasformazione rapida con l'aggiunta di un cristallo normale $ZnSO_4 + 7 H_2O$.

Weber H. F. *Come si possa tener conto della forma delle curve di tensione e di intensità, nelle misure di capacità eseguite per mezzo di correnti alternative* (pp. 366-375). — Sviluppi algebrici, dei quali è lecito dubitare se possano avere in pratica una importanza molto grande.

Voigt W. *Contributi alla rappresentazione geometrica delle proprietà fisiche dei cristalli* (pp. 376-385). — Di quei fenomeni, nei quali entrano in giuoco due vettori, legati per modo che le componenti dell'uno si esprimano linearmente con le componenti dell'altro, si sa dare una rappresentazione geometrica per mezzo di una

quadrica a centro. Almeno nel caso che siano verificate tre condizioni ben note fra i coefficienti.

L'A. mostra come si possa fare qualche cosa di simile nel caso più complesso, in cui le componenti di un vettore sono espresse linearmente per le componenti di una tensione o per i parametri di una deformazione, come pure nell'altro caso dove i sei parametri di una deformazione si esprimono con le sei componenti di una tensione.

Nernst W. e Scott A. M. *Sulla polarizzazione delle membrane metalliche sottili* (pp. 386-389). — Secondo certe esperienze dell'Arons i diaframmi metallici molto sottili, interposti sul passaggio dell'elettricità dentro un voltametro, mostrano una polarizzazione estremamente piccola. L'Arons spiega questo fatto ammettendo un processo di depolarizzazione attraverso alla membrana. Luggin, invece, attribuì la cosa alla presenza di molti pori minuti.

Gli A. del presente lavoro fanno vedere, con esperienze che sembrano decisive, come per le foglie d'oro sia vera l'ipotesi del Luggin; mentre per i diaframmi sottili di platino sarebbe più probabile la teoria dell'Arons.

Wien M. *Su l'impiego dell'elettrodinamometro in un circuito derivato* (pp. 390-394). — Volendo misurare con lo stesso istrumento delle correnti alternative di intensità molto diverse conviene inserire l'elettrodinamometro in derivazione; appunto come si fa del galvanometro nel caso delle correnti uniformi. Solamente bisognerà tenere conto della autoinduzione dell'istrumento adoperato. In questa nota l'A. deduce alcune formole, che possono impiegarsi a tale scopo.

Lummer O. e Pringsheim E. *Su la radiazione emessa da un corpo nero fra le temperature di 100° e 1300° C.* (pp. 395-410). — Seguendo un metodo proposto nel 1895 da Wien e Lummer (*N. Cim.* (4), II, 381, 1895) gli A. hanno impiegato come sorgenti delle sfere cave munite di piccole aperture. La radiazione emessa in tali condizioni si avvicina molto a quella, che la teoria prevede per i corpi assolutamente neri.

Estendendosi le esperienze fra limiti abbastanza larghi di temperatura si adoperarono, entro determinati intervalli, delle disposizioni differenti. Così, a seconda dei casi furono usati dei termometri o delle pile termoelettriche del tipo di Le Chatelier. La misura dell'energia irradiata si fece con un bolometro di Lummer e Karlbaum. I resultati, che sarebbe troppo lungo riportare, e che del resto sono comunicati in questa nota senza le correzioni necessarie, verificano molto bene la legge, intuita empiricamente dallo Stefan, e dimostrata con considerazioni teoriche dal Boltz-

mann, secondo la quale l'irradiazione cresce come la quarta potenza della temperatura.

WARBURG E. *Su l'elettrizzazione dell'aria per mezzo dell'elettricità dispersa dalle punte* (pp. 411-418). — L'aria priva del pulviscolo ed asciutta sembra che non si possa elettrizzare; si elettrizzerebbe invece se, pure mancando del pulviscolo, tiene in sospensione delle minute bollicine d'acqua.

PLANCK M. *Su la teoria dello smorzamento delle oscillazioni elettriche* (pp. 419-422). — L'A. calcola l'energia perduta per irradiazione in due casi, nei quali la frequenza è piccola; il caso cioè di un condensatore ad aria, e quello di un rocchetto percorso da corrente alternativa.

KOHLRAUSCH F. *Fenomeni che s'osservano nell'elettrolisi del cloruro di platino* (pp. 423-430). — Sono esperienze, che l'A. qualifica come preliminari, relative a certi fatti curiosi, i quali si producono nell'elettrolisi dei due sali H_2PtCl_6 e $PtCl_4 + 5\,H_2O$.

A. GARBASSO.

Philosophical Magazine. Vol. 47, Febbraio 1899.

PRESTON T. *Fenomeni di radiazione in un campo magnetico. Perturbazioni magnetiche delle linee spettrali* (pp. 165-178). — In una precedente Nota cfr. *N. Cim.* (4), 8, p. 234) l'A. aveva espresso l'opinione che sull'apparenza delle linee spettrali che venivano triplicate in un campo magnetico, potesse influire l'inversione di qualche riga, per l'assorbimento della sorgente luminosa. Nuove esperienze, fatte con un elettromagnete potentissimo, portano peraltro a concludere che l'ipotesi dell'inversione deve essere abbandonata, e che invece i fenòmeni si presentano precisamente come si deducono dalla teoria del Larmor *(N. Cim.* (4), 8, p. 80) secondo la quale ogni linea spettrale è triplicata per l'azione di un campo magnetico. L'A. richiama anche la spiegazione che dette lo Stoney *(R. Soc. Dublin.*, IV, p. 563, 1891) dello sdoppiamento delle righe spettrali, supposto dovuto a una perturbazione del movimento degli electron; e quella del Fitz-Gerald che ritiene che gli ioni mobili in un'orbita chiusa equivalgano ad una corrente, e perciò abbiano le proprietà di un magnete con l'asse perpendicolare al piano dell'orbita. L'azione del campo sarà di disporre l'asse di tal magnete secondo le linee di forza, e il cambiamento periodico che ne resulta nell'ellitticità dell'orbita produce un raddoppiamento delle righe, mentre una oscillazione periodica nel moto absidale rende la linea nebulosa o diffusa.

Le esperienze fatte finora sulla distanza $\delta\lambda$ fra le linee sdoppiate, porterebbero poi l'A. a ritenere che le righe di ogni so-

stanza possano dividersi in gruppi, per ciascun dei quali $\delta\lambda$ varia proporzionalmente a λ^2, e ciascuno di essi sarebbe dovuto al moto di un solo ione. Il numero di tali gruppi in un dato spettro determinerebbe perciò il numero delle specie diverse di ioni presenti nell' atomo o nella molecola.

Ogni gruppo possiederebbe lo stesso valore di $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{e}{m}$; e infatti ciò è confermato per le linee triple del magnesio, del cadmio e dello zinco. E poichè è anche uguale il carattere generale delle righe corrispondenti, per le quali cioè il valore di $\frac{e}{m}$ è lo stesso, si può ritenere che esse abbiano un' origine comune.

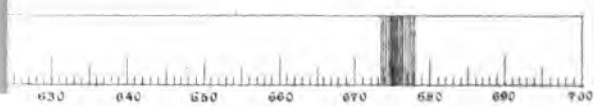
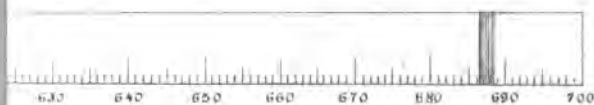
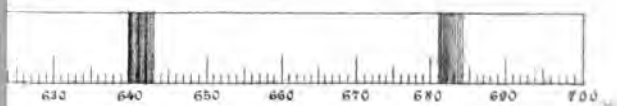
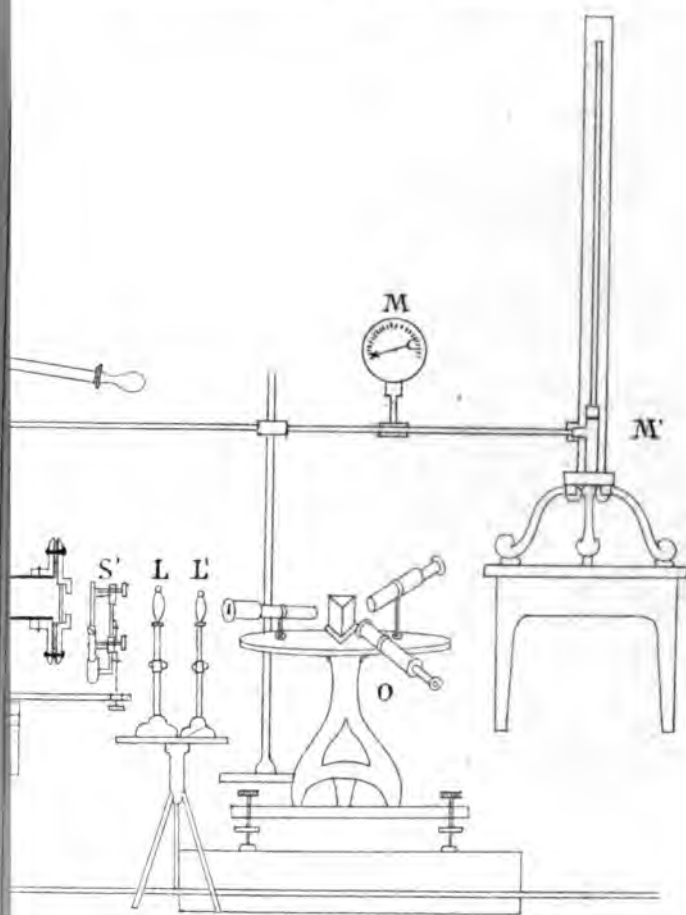
Questi fenomeni potranno quindi servire a far conoscere anche la struttura della materia.

Lord KELVIN. *Sulla riflessione e la refrazione di onde piane solitarie, alla separazione di due mezzi isotropi elastici, fluidi, solidi o eterei* (pp. 179-191). — È un' importante Nota di analisi che non si presta ad un sunto breve.

COLLENDAR H. L. *Note sulla platino-termometria* (pp. 191-222). — L'A. espone con molti particolari tutto ciò che si riferisce alla misura della temperatura per mezzo della variazione di resistenza elettrica che subisce un filo di platino, e mostra i vantaggi che tal metodo ha sugli altri; ma per le molte ed utili indicazioni a tal riguardo, dobbiamo rimandare alla Memoria originale.

ROSA E. B. e SMITH A. W. *Determinazione calorimetrica dell'energia dissipata nei condensatori* (pp. 222-236). — È la descrizione del metodo calorimetrico usato per la misura del calore prodotto in un condensatore, cui fu accennato già in una precedente Nota degli A. (*N. Cim.* (4), 9, p. 315). Le misure eseguite con questo metodo confermano i resultati trovati col metodo di risonanza usato precedentemente.

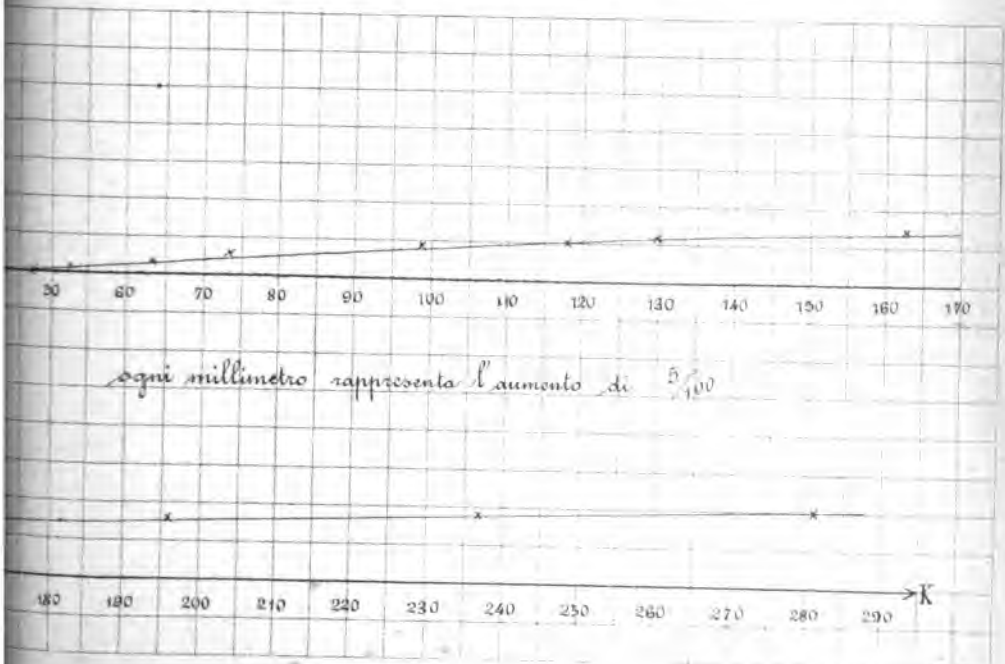
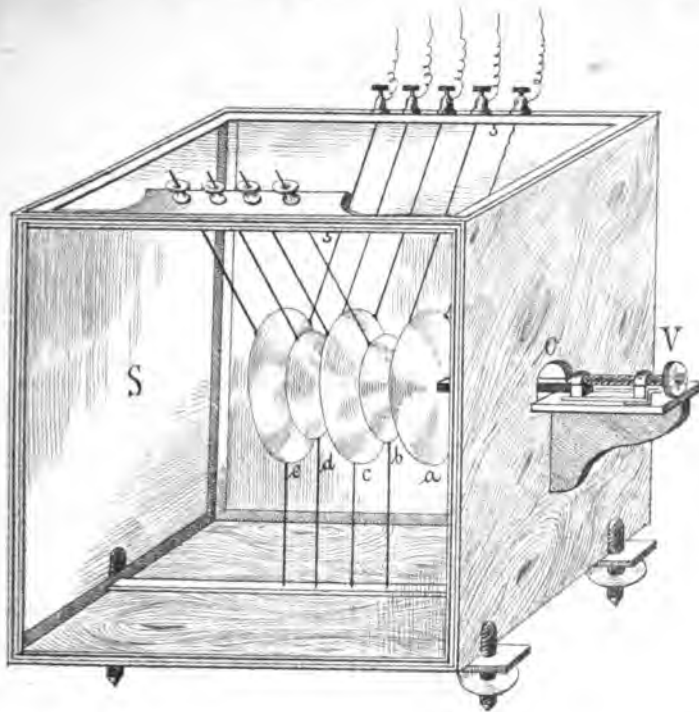
PEARSON K. *Su certe proprietà delle serie ipergeometriche, e sul loro uso nella teoria delle probabilità* (pp. 236-246).

Lord RAYLEIGH. *Sul teorema di J. Bernouilli sulle probabilità* (pp. 246-251). — Son due note di analisi matematica che non si prestano ad esser brevemente riassunte. A. STEFANINI.

FINE DEL VOLUME IX. SERIE IV.

Lit. Ciro Valenti-Pisa

s
s
S
O
V
e
d
c
b
a

Fig.1

50
60
70
80
90
100
110
120
130
140
150
160
170
ogni millimetro rappresenta l'aumento di 5/100
180
190
200
210
220
230
240
250
260
270
280
290
K

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Ha fatto adesione alla Società il signor

Amerio Dott. Alessandro Assistente nell' Istituto di Studi Superiori di Firenze

BIBLIOTECA.

Oltre i lavori di cui furono già pubblicati i titoli nel fascicolo di Febbraio 1898, sono pervenuti a questa biblioteca anche i seguenti:

Arnò Riccardo.

Campo elettrico rotante e rotazioni dovute all' isteresi elettrostatica.
Sulla dissipazione di energia in un campo elettrico rotante e sulla isteresi elettrostatica.
Sulla trasparenza della ebanite.
Ricerche quantitative sulla dissipazione di energia nei corpi dielettrici in un campo elettrico rotante.
Esperienze con un sistema di condensatori a coibente mobile.
Rotazioni elettrostatiche nei gas rarefatti.
Sulla legge della dissipazione di energia nei dielettrici sotto l' azione di campi elettrici di debole intensità.
Sull' impiego dell' elettrometro a quadranti come strumento differenziale.
Un metodo per annullare gli effetti dell' induttanza nei circuiti percorsi da correnti alternative.
Sul rendimento industriale di una trasformazione di corrente alternata in corrente continua.
Un motore a corrente alternata funzionante per il principio delle ripulsioni elettrodinamiche.
La radiazione di Röntgen con tubi di Hittorf ad idrogeno rarefatto.
Trasmissione e distribuzione polifasi.
Misura differenza fase.
Misura grandezze elettriche.
Sistema di trazione elettrica con corrente alternativa monofase.
Fasometro delle tangenti.
Un metodo semplice di avviamento dei motori elettrici a corrente alternata, asincroni, monofasi. Nota II.
Théorie élémentaire pour le démarrage des moteurs électriques asyncrones à courant alternatif simple.
Una modificazione al metodo dell' autore per l' avviamento dei motori asincroni a corrente alternata semplice.

Commemorazione di Galileo Ferraris.
I cimelii di Galileo Ferraris all'Esposizione Nazionale del 1898.
Sulla taratura del fasometro delle tangenti.
Wattometro elettrostatico per correnti alternative ad alta tensione.
Cenni sui motori elettrici a campo magnetico rotante.
Sulla resistenza critica per l'avviamento dei motori asincroni a corrente alternata semplice.
Un metodo per la determinazione sperimentale della resistenza di avviamento dei motori asincroni a campo Ferraris ed a corrente alternata semplice.

Arnò Riccardo e Caramagna Aristide.

Cassetta bipolare per contatto sotterraneo ed elettromagnetico in ferrovie e tramvie elettriche a sezioni

Brucchietti G.

Sul terremoto di Rieti del 28 Giugno 1898.

Brucchietti G. ed Umani A.

Ancora sull'influenza della forza elettromotrice degli elettrodi nello studio delle correnti telluriche.

Calzecchi-Onesti Temistocle.

Spettri luminosi.
Di una esperienza che illustra il 3° principio della meccanica.
Sulla conduttività elettrica delle limature metalliche.
Di una nuova forma che può darsi all'avvisatore microsismico.
Osservazioni sulla memoria Ueber die Electricitätsleitung von metallpulvern del Dr. F. Auerbach.
Sulla rotazione inversa dell'anemometro dell'Osservatorio Meteorologico di Fermo.
Le due prime leggi del moto. — Osservazioni critiche.
La matematica nell'insegnamento della fisica.
Sopra la classificazione dei corpi semplici in metalli e metalloidi.

Casali Osvaldo.

Corso di fisica medica.

Cardani Pietro.

Applicazione dell'alcalimetria alla misura delle correnti di scarica dei condensatori.
Sui fenomeni termici nei circuiti di scarica dei condensatori.

Carnazzi P.

Influenza della pressione sull'indice di rifrazione dei gas.

David Domenico.

Saggio di Fisica.

Ferraris G. ed Arnò R.

Un nuovo sistema di distribuzione elettrica dell'energia mediante correnti alternative.
Alcune esperienze sui trasformatori a spostamento di fase.

Grassi Guido.

Ricerche sperimentali sui barometri aneroidi.
Sulla altimetria barometrica.
Nuova formula altimetrica.
Ricerche sperimentali sui barometri aneroidi. Memoria II.
Sul calcolo della temperatura media diurna in Italia.
Gli aneroidi Goldschmid.
Il congresso meteorologico internazionale.
Sul calcolo dell'andamento annuale della temperatura in Italia.
Un curioso fenomeno presentato dai liquidi in ebollizione.
Istruzioni per fare le osservazioni meteorologiche.
Sull'influenza dell'epoca nelle livellazioni barometriche.
Sul calcolo degli essiccatoi.
Ricerche sperimentali sulla trasmissione del calore.
Esperimenti con un nuovo compensatore a stantuffo applicato al cassetto di distribuzione delle macchine a vapore.
La teoria cinetica dei gas applicata allo studio dell'atmosfera.
Nuovo termometro a gas per misurare piccolissime variazioni di temperatura. Nota I e Nota II.
Sul calcolo della temperatura di regime negli essiccatoi.
Nuovo metodo per misurare le correnti elettriche di grande intensità.
Apparecchio per la misura delle correnti di grande intensità.
Relazione fra il rendimento luminoso delle lampade ad incandescenza e la loro convenienza economica negli impianti di illuminazione. Memoria I e II.
Riscaldamento dei conduttori percorsi dalla corrente elettrica.
Calcolo delle reti di distribuzione della corrente elettrica.
Sulla distribuzione delle correnti in una rete di conduttori.
Ricerche sperimentali sulla conduttività termica dei cattivi conduttori.
Calcolo delle reti di distribuzione della corrente elettrica con distributore continuo.
Galvanometri compensati a sensibilità costante. Nota I e II.
Sulla resistenza magnetica delle derivazioni nell'aria nelle dinamo.
La conduttività termica dei corpi cattivi conduttori.
Misura della resistenza interna d'una pila, quando sia piccolissima.
Galvanometro compensato a circuito semplice.
Sulla regola economica pel calcolo delle condutture elettriche. Reclamo di priorità.
Misura della resistenza interna degli accumulatori.
Studio sui trasformatori a corrente alternata con un condensatore nel secondario.
Effetto della compressione nel ciclo della macchina a vapore.
Sul calcolo dell'indotto in una dinamo a corrente continua.
Sulla trasformazione della corrente trifase in corrente monofase.
Studio sul calcolo delle dimensioni dell'indotto nelle dinamo a corrente continua. Nota I, II e III.
Sul lavoro di magnetizzazione.
Dell'energia corrispondente alle correnti parassite nei conduttori di rame.

Lussana Silvio.

Resistenza elettrica delle soluzioni acquose e sua variazione in corrispondenza al massimo di densità.
La termoelettricità negli elettroliti allo stato solido.
Influenza del magnetismo e del calore sul trasporto degli ioni.

Sull'origine della forza elettromotrice nelle coppie idroelettriche.
Sulla trasmissione del calore nell' aria.
Riparazione e prova dei manometri e delle bilancie per valvole di sicurezza.
Sopra un nuovo metodo di misura delle forze elettromotrici e delle resistenze elettriche.
Sulla distribuzione delle pressioni nelle condotte d'aria.
Sulla trasmissione del calore nell'aria.
Sulla tutela della sicurezza pubblica negli impianti elettrici.
Sul potere induttore specifico dei corpi e sulle costanti della rifrazione della luce. Nota I e II.
Sulle equazioni della rifrazione della luce.
Sulla applicazione delle macchine frigorifiche alla conservazione delle sostanze alimentari.
Sopra le condizioni tecniche nei capitolati municipali per la illuminazione a gas.
Sul potere induttore specifico e sulle costanti della rifrazione della luce.
Di alcune relazioni termodinamiche sui vapori.
Sopra un nuovo metodo di misura del calore di vaporizzazione dei liquidi.
Sopra due apparecchi teletachimetrici.
Sui petrolii italiani.
I conduttori elettrolitici e le correnti alternate.
Sul calore di vaporizzazione.
Un nuovo metodo grafico di segnalazioni nella determinazione delle longitudini.
Di un metodo semplice di misura del consumo orario di una sorgente luminosa a combustione di materiale solido o liquido.
Commemorazione di Galileo Ferraris.
Sul potere illuminante di alcuni olii di origine organica.
Nuove ricerche sugli olii minerali lubrificanti.
Sopra una proprietà di un sistema trifase.
Sulla compressibilità dei liquidi e sui loro coefficienti di tensione e calori specifici a volume costante.
Stechiometria.
Sopra una semplice disposizione per ottenere una corrente ondulatoria di direzione costante od alternativa.
Il metodo del Prof. Ferraris per la trattazione dei vettori rotanti od alternativi con applicazione ai motori a correnti alternate.
Sopra la misura del calore specifico dei liquidi col metodo elettrico.

Pagliani S. e Emo A.

Sull'assorbimento del gas ammoniaco negli alcoli.

Pagliani S. e Palazzo L.

Sulla compressibilità dei liquidi.
Sulla compressibilità dei miscugli di alcool etilico ed acqua.

Pagliani S. e Battelli A.

Sull'attrito interno nei liquidi. Nota I. e II.

Pagliani S. e Oddone E.

Sull'attrito interno nei liquidi.

Pagliani S. e Buttafarri.

Sulla condensazione dei vapori durante efflusso nei tubi metallici.

Pagliani S. e Vicentini G.

Sulla compressibilità dei liquidi ed in particolare dell'acqua.

Palagi Ferdinando.

Della metereologia in generale, ed in particolare del clima di S. Marino.
Dodici lezioni di chimica inorganica ed organica.
Sulla costituzione della nebbia e delle nubi. Nota II.
La neve granulare e la teoria della formazione della grandine.
Nozioni elementari di chimica inorganica ed organica, precedute dalle generalità di fisica.
Nozioni elementari di meccanica, acustica e cosmografia.
L'ora di tempo medio dell'E. C. a Teramo.

Rossi Andrea Giulio.

Su talune proprietà di un sistema di due correnti alternative difasate qualunque.
Sulla misura delle differenze di fase nelle correnti alternative.

Sandrucci A.

Azione del magnetismo sulla direzione dei raggi catodici e sulla produzione di questi e degli X.
Emissione contemporanea di raggi ortocatodici da ambedue gli elettrodi e proprietà della luce violacea nei tubi del Crookes.

Tolomei G.

Problemi di fisica.
Sui fenomeni consecutivi alla dialisi del lievito di birra.
Di un'analogia fra un fenomeno elettrico ed un fenomeno ottico.
Sopra la determinazione dell'indice di rifrazione.
La telegrafia senza fili.
Densità di un corpo nel quale entrino tutti i corpi semplici serbandovi la loro densità allo stato solido, e suo confronto con la densità media della terra.
Azione della luce elettrica sullo sviluppo dei vegetali.
Sopra l'azione dell'elettricità e dell'ozono sul latte.
Sopra l'azione della luce sulla fermentazione acetica.
Azione dell'idrogeno elettrolitico sull'olio di oliva.
Sulla preparazione dell'acido bromidrico.
Sopra l'azione dell'elettricità sullo sviluppo vegetale.
Azione dell'elettricità e dell'ozono sopra i microrganismi che producono la malattia del girato nel vino.
Sopra l'azione della luce sul fermento ellittico.
Sopra l'azione della luce del magnesio sullo sviluppo dei vegetali.
Sopra l'azione della pressione sul fermento ellittico.
Sopra l'azione dell'ozono sopra alcuni microrganismi.
Elettricità e magnetismo. Vol. I e II.
Sulla nitrificazione che si produce nei muri.
Azione del magnetismo sulla germinazione.
Contribuzione allo studio del fermento della nitrificazione.
Sopra l'annerimento delle lampade a incandescenza.
Azione dell'elettricità sulla germinazione.
Sopra la fermentazione delle olive e l'ossidazione dell'olio di oliva.
Azione dell'elettricità sullo sviluppo delle uova di gallina.
Contribuzione alla storia del carbonio.

Per la storia del « ricevitore » Marconi.
Ricerca dell'argon nelle piante.
Influenza delle condizioni meteorologiche sopra l'accrescimento degli alberi.
Studi sull'azione dei raggi Röntgen sui vegetali.
Azione dell'elettricità sopra la germinazione.
Azione delle diverse radiazioni luminose sopra lo sviluppo dei vegetali.

Di quasi tutti i summenzionati lavori furono inviate due copie.

IL BIBLIOTECARIO
Dott. M. Pandolfi.

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1899

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLV

SERIE IV. - Tomo X. **Luglio 1899**

IL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DA

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

ORGANO

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Collaboratori per i sunti:

A. BARTORELLI - E. CRESCINI - E. CASTELLI - G. ERCOLINI

G. FAÈ - G. RIZZI - A. ROVIDA - A. STEFANINI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1899

INDICE

Pagina

LIBRI NUOVI

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1899.

Journal de Physique. — 1899.

Annales de Chimie et de Physique. — 1899.

The Physical Review. — 1899.

Zeitschrift für Physik. Chem. — 1899.

Physikalische Zeitschrift. — 1899.

Wiedemann's Annalen. — 1898.

Philosophical Magazine. — 1899.

Comunications from the physical laboratory of Leiden. — 1899.

SULL' INTEGRAZIONE DELLE EQUAZIONI DELL' EQUILIBRIO DEI SOLIDI ELASTICI ISOTROPI PER DATI SPOSTAMENTI IN SUPERFICIE,

del Prof. G. LAURICELLA.

Parte II.

Unicità e sviluppo in serie degli integrali delle equazioni dell' equilibrio elastico.

7. Siano u, v, w integrali regolari delle equazioni dell' equilibrio dei solidi elastici

$$(16)\quad \begin{cases} \Delta^2 u + k\dfrac{\partial\theta}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v + k\dfrac{\partial\theta}{\partial y} = 0 \qquad \left(k > 0\,,\ \theta = \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial v}{\partial y} + \dfrac{\partial w}{\partial z}\right) \\ \Delta^2 w + k\dfrac{\partial\theta}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

che si annullano nei punti della superficie σ del campo S.

Si moltiplichino le equazioni (16) rispettivamente per u, v, w; si faccia la somma dei risultati e si integri questa som-

ma a tutto lo spazio S. Integrando per parti e tenendo conto del fatto che u, v, w si annullano nei punti di σ, si avrà:

$$\theta = \int_S \left\{ u\left(\Delta^2 u + k\frac{\partial\theta}{\partial x}\right) + v\left(\Delta^2 v + k\frac{\partial\theta}{\partial y}\right) + w\left(\Delta^2 w + k\frac{\partial\theta}{\partial z}\right) \right\} dS =$$

$$= -\int_S (\Delta u + \Delta v + \Delta w)\, dS - k\int_S \theta^2\, dS\,.$$

Per valori positivi di k questa formola ci dà in tutto S:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial x} = \ldots = \frac{\partial w}{\partial x} = \ldots = 0\,;$$

e quindi, tenuto conto della continuità delle u, v, w, risulterà in ogni punto di S:

$$u = v = w = 0.$$

Questo risultato si può interpetrare dicendo che *a dati valori di u, v, w sui punti di σ non può corrispondere che un solo sistema di integrali regolari delle equazioni* (16).

8. Si considerino gli integrali regolari dei seguenti sistemi di equazioni:

$$(17)\left\{\begin{array}{l} \Delta^2 u_0 = 0 \\ \Delta^2 v_0 = 0 \\ \Delta^2 w_0 = 0 \end{array}\right. \quad \left\{\begin{array}{l} \Delta^2 u_1 + \frac{\partial\theta_0}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v_1 + \frac{\partial\theta_0}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w_1 + \frac{\partial\theta_0}{\partial z} = 0 \end{array}\right. \quad \left\{\begin{array}{l} \Delta^2 u_2 + \frac{\partial\theta_1}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v_2 + \frac{\partial\theta_1}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w_2 + \frac{\partial\theta_1}{\partial z} = 0 \end{array}\right. \quad \begin{array}{l} \ldots\ldots \\ \ldots\ldots \\ \ldots\ldots \end{array}$$

$$\left(\theta_i = \frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial v_i}{\partial y} + \frac{\partial w_i}{\partial z}\right)$$

determinati con la condizione che u_0, v_0, w_0 nei punti di σ prendano rispettivamente i valori arbitrariamente dati u_σ, v_σ, w_σ e che tutti gli altri u_i, v_i, w_i nei punti di σ si annullino.

Indicata poi con k una costante positiva, si formino le serie:

$$
(18)\quad \left\{
\begin{array}{l}
u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots\dots \\
v_0 + v_1 k + v_2 k^2 + \dots\dots \\
w_0 + w_1 k + w_2 k^2 + \dots\dots \\
\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial u_1}{\partial y} k + \frac{\partial u_2}{\partial y} k^2 + \dots \\
\frac{\partial u_0}{\partial z} + \frac{\partial u_1}{\partial z} k + \frac{\partial u_2}{\partial z} k^2 + \dots \\
\frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial x} k + \frac{\partial v_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
\frac{\partial w_0}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial x} k + \frac{\partial w_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
\theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \dots\dots \\
\frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \dots \\
\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x \partial y} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x \partial y} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots
\end{array}
\right.
$$

La determinazione delle funzioni u_0, v_0, w_0; u_1, v_1, w_1; ..., che noi supporremo sempre regolari insieme alle loro derivate dei primi tre ordini, dipende dalla risoluzione del *problema di Dirichlet* relativamente al campo S che si considera.

9. Supposto dimostrata in un modo qualsiasi la possibilità di tale risoluzione, indichiamo con c il massimo dei massimi

valori assoluti delle funzioni $u_4, v_4, w_4, \frac{\partial u_4}{\partial x}, \ldots, \theta_4, \frac{\partial \theta_4}{\partial x}, \ldots \frac{\partial^2 \theta_4}{\partial x^2}, \ldots$ Allora si potrà scrivere:

$$(19) \quad u_4 \leq c, \quad v_4 \leq c, \quad w_4 \leq c, \quad \frac{\partial u_4}{\partial x} \leq c, \ldots, \quad \theta_4 \leq$$

$$\frac{\partial \theta_4}{\partial x} \leq c, \ldots, \quad \frac{\partial^2 \theta_4}{\partial x^2} \leq c, \ldots$$

Dalle formule (2), (2)', (3), (4), (5) della Parte I, risi intanto:

$$u_1 = \frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial x'}\left(g - \frac{1}{r}\right) dS, \quad v_1 = \frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial y'}\left(g - \frac{1}{r}\right) dS,$$

$$w_1 = \frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial z'}\left(g - \frac{1}{r}\right) dS,$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{1}{4\pi}\int_S \frac{\partial \theta_0}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r} - g\right) dS, \ldots\ldots$$

$$\theta_1 = -\theta_0 - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS,$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial x} = -\frac{\partial \theta_0}{\partial x} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS, \ldots$$

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right) dS, \ldots$$

per cui, se si osserva che gli integrali

$$\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial}{\partial x'}\left(g - \frac{1}{r}\right)\right| dS, \quad \frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial}{\partial y'}\left(g - \frac{1}{r}\right)\right| dS, \quad \frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial}{\partial z'}\left(g - \frac{1}{r}\right)\right| dS$$

$$\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r} - g\right)\right| dS, \ldots\ldots\ldots$$

$$1 + \frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right| dS, \quad 1 + \frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right)\right| dS,$$

$$1 + \frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial g_1}{\partial x'} + \frac{\partial g_2}{\partial y'} + \frac{\partial g_3}{\partial z'}\right)\right| dS, \ldots\ldots$$

oltre ad essere determinati sono anche finiti e se si indica con H il massimo dei massimi di essi, risulterà in forza delle (19):

$$|u_1| \leq CH, \quad |v_1| \leq CH, \quad |w_1| \leq CH, \quad \left|\frac{\partial u_1}{\partial x}\right| \leq CH, \ldots.$$

$$|\theta_1| \leq CH, \quad \left|\frac{\partial \theta_1}{\partial x}\right| \leq CH, \quad \ldots\ldots \quad \left|\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2}\right| \leq CH, \ldots.$$

Similmente, facendo uso delle formole (2), (2)', (3), (4), (5) e delle disuguaglianze precedenti, otteniamo:

$$|u_2| \leq CH^2, \quad |v_2| \leq CH^2, \quad |w_2| \leq CH^2, \quad \left|\frac{\partial u_2}{\partial x}\right| \leq CH^2, \ldots.$$

$$|\theta_2| \leq CH^2, \quad \left|\frac{\partial \theta_2}{\partial x}\right| \leq CH^2, \quad \ldots\ldots \quad \left|\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2}\right| \leq CH^2, \ldots.$$

e così, seguitando sempre nella stessa guisa, si avrà in generale:

$$|u_i| \leq CH^i, \quad |v_i| \leq CH^i, \quad |w_i| \leq CH^i, \quad \left|\frac{\partial u_i}{\partial x}\right| \leq CH^i, \ldots.$$

$$|\theta_i| \leq CH^i, \quad \left|\frac{\partial \theta_i}{\partial x}\right| \leq CH^i, \quad \ldots\ldots \quad \left|\frac{\partial^2 \theta_i}{\partial x^2}\right| \leq CH^i, \ldots.$$

Da tutte queste disuguaglianze risulta che le serie (18) certamente convergono in ugual grado in tutto S per $k < \frac{1}{H}$; sicchè, posto:

$$(18)' \quad \left\{ \begin{aligned} u &= u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \ldots. \\ v &= v_0 + v_1 k + v_2 k^2 + \ldots. \\ w &= w_0 + w_1 k + w_2 k^2 + \ldots. \\ \theta &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}. \end{aligned} \right.$$

si potrà scrivere per $k < \frac{1}{H}$:

$$(18)'' \quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \dots \\ &\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial y} k + \frac{\partial v_2}{\partial y} k^2 + \dots \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ &\theta = \theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \dots \\ &\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \dots \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ &\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \dots \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{aligned} \right.$$

10. La formola (1)' della Parte I ci dà:

$$u_i = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_{i-1}}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS .$$

Per la funzione armonica u_0, che per ipotesi nei punti di σ prende i valori u_σ, si ha poi:

$$u_0 = \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma .$$

Da queste formole si ha, integrando per serie,

$$\frac{1}{4\pi} \int_S k \frac{\partial \theta}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_S k \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial x'} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x'} k^2 + \dots \right) \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{r} - g \right) d\sigma + \frac{k}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_0}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \frac{k^2}{4\pi} \int_S \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} \left(\frac{1}{r} - g \right) dS + \dots$$

$$= u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots ,$$

ossia :

$$u = \frac{1}{4\pi}\int_S k \frac{\partial \theta}{\partial x'}\left(\frac{1}{r} - g\right) dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma u_\sigma \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{1}{r} - g\right) d\sigma .$$

E poichè, come risulta dalle (18)'', la funzione $\frac{\partial \theta}{\partial x'}$ per $k < \frac{1}{H}$ ha le derivate prime regolari, si avrà dal noto *teorema del Poisson :*

$$\Delta^2 u + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \qquad \text{(nei punti di S)}$$

$$u = u_\sigma \qquad (\quad \text{»} \quad \text{di } \sigma)$$

Risultati analoghi si hanno per le altre due funzioni v, w; sicchè riassumendo possiamo scrivere per $k < \frac{1}{H}$

$$(19) \qquad \begin{cases} \Delta^2 u + k \dfrac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v + k \dfrac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w + k \dfrac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \end{cases} \qquad \text{(nei punti di S)}$$

$$u = u_\sigma, \quad v = v_\sigma, \quad w = w_\sigma, \qquad \text{(nei punti di } \sigma)$$

In questo modo abbiamo dimostrato che le *equazioni* (19) *ammettono per* $k < \frac{1}{H}$ *un sistema di integrali regolari* (insieme alle loro derivate prime, alla corrispondente dilatazione e alle derivate prime e seconde di questa dilatazione) *che si possono sviluppare in serie secondo le potenze di* k *e che nei punti di* σ *prendono i valori arbitrariamente dati* u_σ, v_σ, w_σ.

Servendosi poi di un noto teorema (vedi ad es. mia cit. Mem., cap. III, § 2), risulta che il teorema precedente si può ancora enunciare per le equazioni della forma :

$$\Delta^2 u + k\frac{\partial\theta}{\partial x} + X = 0$$

$$\Delta^2 v + k\frac{\partial\theta}{\partial y} + Y = 0$$

$$\Delta^2 w + k\frac{\partial\theta}{\partial z} + Z = 0$$

nelle quali X, Y, Z sono tre funzioni arbitrarie.

In particolare per $k < \frac{1}{H}$ risulta l'esistenza degli integrali regolari $g_1', g_2', g_3'; g_1'', \ldots; g_1''', \ldots; \gamma_1', \gamma_2', \gamma_3'; \gamma_1'', \ldots; \gamma_1''', \ldots$ considerati nei §§ 5, 6 della Parte I. Le (18) ci dicono poi che le derivate prime di questi integrali, le corrispondenti espressioni θ e le derivate prime e seconde di queste espressioni, che entrano appunto nelle formole (11), (12), (14), (15), sono funzioni regolari per $k < \frac{1}{H}$.

Osserveremo per ultimo che il valore della costante finita H dipende solamente dal campo S.

11. Si indichi con k_0 una costante positiva diversa da zero ed inferiore ad $\frac{1}{H}$, e si considerino gli integrali regolari delle equazioni:

$$(20)\quad \left\{\begin{aligned} &\Delta^2 u_0 + k_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x} = 0 \\ &\Delta^2 v_0 + k_0\frac{\partial\theta_0}{\partial y} = 0 \\ &\Delta^2 w_0 + k_0\frac{\partial\theta_0}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right. \quad \left\{\begin{aligned} &\Delta^2 u_1 + k_0\frac{\partial\theta_1}{\partial x} + \frac{\partial\theta_0}{\partial x} = 0 \\ &\Delta^2 v_1 + k_0\frac{\partial\theta_1}{\partial y} + \frac{\partial\theta_0}{\partial y} = 0 \\ &\Delta^2 w_1 + k_0\frac{\partial\theta_1}{\partial z} + \frac{\partial\theta_0}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right. \quad \left\{\begin{aligned} &\Delta^2 u_2 + k_0\frac{\partial\theta_2}{\partial x} + \frac{\partial\theta_1}{\partial x} = 0 \\ &\Delta^2 v_2 + k_0\frac{\partial\theta_2}{\partial y} + \frac{\partial\theta_1}{\partial y} = 0 \\ &\Delta^2 w_2 + k_0\frac{\partial\theta_2}{\partial z} = \frac{\partial\theta_1}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right.$$

determinati con la condizione che le u_0, v_0, w_0 prendano su σ i valori arbitrariamente dati $u_\sigma, v_\sigma, w_\sigma$, le rimanenti u_i, v_i, w_i prendano invece valori nulli.

Si formino poi al solito le serie ordinate secondo la potenza di un parametro positivo k.

$$
(21)\quad \begin{cases}
u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \dots \\
v_0 + v_1 k + v_2 k^2 + \dots \\
w_0 + w_1 k + w_2 k^2 + \dots \\
\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots \\
\theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \dots \\
\frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots \\
\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \dots \\
\dots\dots\dots\dots\dots
\end{cases}
$$

Il risultato del § precedente ci assicura dell' esistenza dei coefficienti di queste serie, come funzioni regolari dei punti di S.

12. Indichiamo con C il massimo dei massimi valori assoluti delle funzioni

$$
u_0,\ v_0,\ w_0,\ \frac{\partial u_0}{\partial x},\ \frac{\partial u_0}{\partial y},\ \dots\ \theta_0,\ \frac{\partial \theta_0}{\partial x},\ \dots\ \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2}\ \dots
$$

in tutto il campo S. Si può scrivere:

$$
(22)\quad \begin{cases}
|u_0| \leq C, \quad |v_0| \leq C, \quad |w_0| \leq C, \quad \left|\frac{\partial u_0}{\partial x}\right| \leq C, \quad \left|\frac{\partial u_0}{\partial y}\right| \leq C, \dots \\
|\theta_0| \leq C, \quad \left|\frac{\partial \theta_0}{\partial x}\right| \leq C, \dots \quad \left|\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2}\right| \leq C, \dots
\end{cases}
$$

Ora le formule (11), (12), (14), (15) ci dànno:

$$
(23)\left\{
\begin{aligned}
& u_1=\frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(g_1'-u')\,dS, \quad v_1=\frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(g_1''-u'')\,dS \\
& \qquad w_1=\frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0 \Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(g_1'''-u''')\,dS, \\
& \frac{\partial u_1}{\partial x}=\frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma \frac{\partial(u'-g_1')}{\partial x}\cdot\frac{\partial \theta_0}{\partial x'}\,dS, \quad \dots\dots \\
& \theta_1=-\frac{1}{1+k_0}\theta_0-\frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0(\theta_\gamma'+\theta_\gamma''+\theta_\gamma''')\,dS, \\
& \frac{\partial \theta_1}{\partial x}=-\frac{1}{1+k_0}\frac{\partial \theta_0}{\partial x}-\frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0\frac{\partial}{\partial x}(\theta_\gamma'+\theta_\gamma''+\theta_\gamma''')\,dS \dots \\
& \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2}=-\frac{1}{1+k_0}\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2}-\frac{1}{4\pi}\int_S \theta_0\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\theta_\gamma'+\theta_\gamma''+\theta_\gamma''')\,dS, \dots
\end{aligned}
\right.
$$

Si osservi poi che le espressioni:

$$
\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(g_1'-u')\right| dS, \quad \frac{1}{4\pi}\int_S \left|\Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(g_1''-u'')\right| dS,
$$

$$
\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\Sigma \frac{\partial}{\partial x'}(g_1'''-u''')\right| dS,
$$

$$
\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\Sigma \frac{\partial(u'-g_1')}{\partial x}\right| dS, \dots\dots \quad \frac{1}{1+k_0}+\frac{1}{4\pi}\int_S |\theta_\gamma'+\theta_\gamma''+\theta_\gamma'''|\, dS
$$

$$
\frac{1}{1+k_0}+\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial}{\partial x}(\theta_\gamma'+\theta_\gamma''+\theta_\gamma''')\right| dS, \dots\dots\dots
$$

$$
\frac{1}{1+k_0}+\frac{1}{4\pi}\int_S \left|\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\theta_\gamma'+\theta_\gamma''+\theta_\gamma''')\right| dS, \dots\dots\dots
$$

sono certamente finite qualunque sia il valore finito di k_0; di modo che si può determinare una costante finita K_1 non minore di tutte queste espressioni, che dipenderà soltanto dal campo S e da k_0. Ciò posto, avremo dalle (22), (23):

$$|u_1| \leq C . K_1 , \quad |v_1| \leq C K_1 , \quad |w_1| \leq C K_1 , \quad \left|\frac{\partial u_1}{\partial x}\right| \leq C K_1 , \ldots .$$

$$|\theta_1| \leq C K_1 , \quad \left|\frac{\partial \theta_1}{\partial x}\right| \leq C K_1 , \ldots . \quad \left|\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2}\right| \leq C K_1 , \ldots$$

Seguitando sempre nella stessa guisa, si avrà in generale:

$$|u_i| \leq C K_1^i , \quad |v_i| \leq C K_1^i , \quad |w_i| \leq C K_1^i , \quad \left|\frac{\partial u_i}{\partial x}\right| \leq C K_1^i \ldots .$$

$$|\theta_i| \leq C K_1^i , \quad \left|\frac{\partial \theta_i}{\partial x}\right| \leq C K_1^i , \ldots \quad \left|\frac{\partial^2 \theta_i}{\partial x^2}\right| \leq C K_1^i , \ldots$$

Queste disuguaglianze ci assicurano della convergenza in ugual grado in tutto S delle serie (21) finchè si ha $k < \frac{1}{K_1}$; per cui, posto anche qui:

$$(21)' \quad \left\{ \begin{array}{l} u = u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \ldots . \\ v = v_0 + v_1 k + v_2 k^2 + \ldots . \\ w = w_0 + w_1 k + w_2 k^2 + \ldots \\ \theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} , \end{array} \right.$$

risulterà:

$$(21)'' \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial x} k + \frac{\partial u_2}{\partial x} k^2 + \ldots \\ \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial y} k + \frac{\partial v_2}{\partial y} k^2 + \ldots \\ \ldots \ldots \ldots \ldots \\ \theta = \theta_0 + \theta_1 k + \theta_2 k^2 + \ldots \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x} k^2 + \ldots \\ \ldots \ldots \ldots \ldots \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2} k + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial x^2} k^2 + \ldots \\ \ldots \ldots \ldots \ldots \end{array} \right.$$

13. Le formole (17) ci dànno per gli integrali u_i, v_i, w_i $(i = 1, 2, \ldots)$ delle equazioni (20):

$$u_i = \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma\,(u' - g_1')\,\frac{\partial \zeta_{i-1}}{\partial x'}\,dS\,, \quad v_i = \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma\,(u'' - g_1'')\,\frac{\partial \zeta_{i-1}}{\partial x'}\,dS\,,$$

$$w_i = \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma\,(u''' - g_1''')\,\frac{\partial \zeta_{i-1}}{\partial x'}\,dS\,,$$

nelle quali il parametro k, dal quale dipendono le funzioni u', v', w'; $u'', \ldots$; $u''', \ldots$; g_1', g_2', g_3'; $g_1'', \ldots$; $g_1''', \ldots$, ha il valore k_0.

Le formole (8), (8)' ci dànno invece per gli integrali u_0, v_0, w_0 della prima terna delle equazioni (20):

$$u_0 = -\frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u'\left(\frac{\partial u_0}{\partial p} + k_0 \xi_0 \cos px\right) d\sigma - \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma\left(\frac{\partial u'}{\partial p} + k_0 \xi' \cos px\right) d\sigma$$

$$v_0 = -\frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u''\left(\frac{\partial u_0}{\partial p} + k_0 \xi_0 \cos px\right) d\sigma + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma\left(\frac{\partial u''}{\partial p} + k_0 \xi'' \cos px\right) d\sigma$$

$$w_0 = -\frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u'''\left(\frac{\partial u_0}{\partial p} + k_0 \xi_0 \cos px\right) d\sigma + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma\left(\frac{\partial u'''}{\partial p} + k_0 \xi''' \cos px\right) d\sigma$$

Ora le funzioni g_1', g_2', g_3'; g_1'', g_2'', g_3''; g_1''', g_2''', g_3''' sono integrali delle equazioni (6)' che nei punti di σ coincidono rispettivamente con le funzioni u', v', w'; u'', v'', w''; u''', v''', w'''; per cui, applicando la formola (7) agli integrali u_0, v_0, w_0 e successivamente a ciascuna delle terne g_1', g_2', g_3'; $g_1'', \ldots$; $g_1''', \ldots$; si avranno tre formole che sottratte rispettivamente dalle precedenti ci dànno ovviamente:

$$u_0 = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma\left[\frac{\partial\,(u' - g_1')}{\partial p} + k_0\,(\xi' - \theta_g')\cos px\right] d\sigma\,,$$

$$v_0 = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma\left[\frac{\partial\,(u'' - g_1'')}{\partial p} + k_0\,(\xi'' - \theta_g'')\cos px\right] d\sigma\,,$$

$$w_0 = \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma\left[\frac{\partial\,(u''' - g_1''')}{\partial p} + k_0\,(\xi''' - \theta_g''')\cos px\right] d\sigma\,,$$

nelle quali si è posto:

$$\theta_g' = \frac{\partial g_1'}{\partial x} + \frac{\partial g_2'}{\partial y} + \frac{\partial g_3'}{\partial z}, \quad \theta_g'' = \frac{\partial g_1''}{\partial x} + \frac{\partial g_2''}{\partial y} + \frac{\partial g_3''}{\partial z},$$

$$\theta_g''' = \frac{\partial g_1'''}{\partial x} + \frac{\partial g_2'''}{\partial y} + \frac{\partial g_3'''}{\partial z}.$$

14. Premesse queste formole, si ha, integrando per serie:

$$\frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma \left[\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial p} + k_0(\theta'-\theta_g')\cos px\right] d\sigma + \frac{1}{4\pi}\int \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'}(u'-g_1') dS =$$

$$= \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma \left[\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial p} + k_0(\theta'-\theta_g')\cos px\right] d\sigma +$$

$$+ \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma k \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial x'} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x'} k + \frac{\partial \theta_2}{\partial x'} k^2 + \ldots\right)(u'-g_1')\, dS =$$

$$= \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma \left[\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial p} + k_0(\theta'-\theta_g')\cos px\right] d\sigma +$$

$$+ \frac{k}{4\pi}\int_S \Sigma (u'-g_1')\frac{\partial \theta_0}{\partial x'}\, dS + \frac{k^2}{4\pi}\int_S \Sigma (u'-g_1')\frac{\partial \theta_1}{\partial x'}\, dS + \ldots,$$

$$= u_0 + u_1 k + u_2 k^2 + \ldots,$$

ossia:

$$u = \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'}(u'-g_1') dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma \left[\frac{\partial(u'-g_1')}{\partial p} + k_0(\theta'-\theta_g')\cos px\right] d\sigma ;$$

e nello stesso modo:

$$v = \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'}(u''-g_1'') dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma \left[\frac{\partial(u''-g_1'')}{\partial p} + k_0(\theta''-\theta_g'')\cos px\right] d\sigma ,$$

$$= \frac{1}{4\pi}\int_S \Sigma k \frac{\partial \theta}{\partial x'}(u'''-g_1''') dS + \frac{1}{4\pi}\int_\sigma \Sigma\, u_\sigma \left[\frac{\partial(u'''-g_1''')}{\partial p} + k_0(\theta'''-\theta_g''')\cos px\right] d\sigma.$$

Intanto le formole (21)'' ci dicono che le espressioni $\frac{\partial\theta}{\partial x'}$, $\frac{\partial\theta}{\partial y'}$, $\frac{\partial\theta}{\partial z'}$ sono derivabili ancora una volta rispetto al x', y', z'; per cui potremo applicare agli integrali estesi ad S, che compariscono nelle tre formole precedenti, il teorema analogo a quello del Poisson [1]), e così risulterà per $k < \frac{1}{K_1}$:

$$\Delta^2 u + k_0 \frac{\partial \theta}{\partial x} + k \frac{\partial \theta}{\partial x} = \Delta^2 u + (k_0 + k) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

$$\Delta^2 v + k_0 \frac{\partial \theta}{\partial y} + k \frac{\partial \theta}{\partial y} = \Delta^2 v + (k_0 + k) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

$$\Delta^2 w + k_0 \frac{\partial \theta}{\partial z} + k \frac{\partial \theta}{\partial z} = \Delta^2 w + (k_0 + k) \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$$

nei punti di S, e nei punti di σ:

$$u = u_\sigma\,, \qquad v = v_\sigma\,, \qquad w = w_\sigma\,.$$

15. Nello stesso modo, indicando con k_1 una costante positiva diversa da zero e inferiore ad $\frac{1}{K_1}$ e con K_2 una certa quantità finita analoga alla K_1, si avrà per $k < \frac{1}{K_2}$ nei punti di S:

$$\Delta^2 u + (k_0 + k_1 + k) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

$$\Delta^2 v + (k_0 + k_1 + k) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

$$\Delta^2 w + (k_0 + k_1 + k) \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0\,,$$

nei punti di σ:

$$u = u_\sigma\,, \qquad v = v_\sigma\,, \qquad w = w_\sigma\,.$$

Seguitando sempre nella stessa guisa, e indicando con K_3, K_4, ... K_i delle costanti finite analoghe alle K_1, K_2 e con

1) V. mia cit. Mem., Cap. III, § 1.

$k_2, k_3, \ldots k_{i-1}$ delle costanti positive diverse da zero ed inferiori rispettivamente alle espressioni $\frac{1}{K_2}, \frac{1}{K_3}, \ldots \frac{1}{K_{i-1}}$, si arriverà a dimostrare l' esistenza di tre funzioni regolari per $k < \frac{1}{K_i}$, le quali nei punti di S soddisfano alle equazioni:

$$\Delta^2 u + (k_0 + k_1 + \ldots + k_{i-1} + k) \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$

$$\Delta^2 v + (k_0 + k_1 + \ldots + k_{i-1} + k) \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

$$\Delta^2 w + (k_0 + k_1 + \ldots + k_{i-1} + k) \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 ,$$

nei punti di σ alle altre:

$$u = u_\sigma , \qquad v = v_\sigma , \qquad w = w_\sigma .$$

È chiaro che con questo procedimento si può arrivare ad un valore prestabilito qualsiasi della somma $k_0 + k_1 + k_2 + \ldots + k_{i-1} + k$ di modo che si può enunciare il seguente teorema: *Qualunque sia il valore positivo del parametro k, esiste sempre una terna ed una sola di integrali regolari delle equazioni indefinite*

$$\begin{cases} \Delta^2 u + k \dfrac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \\ \Delta^2 v + k \dfrac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \\ \Delta^2 w + k \dfrac{\partial \theta}{\partial z} = 0 , \end{cases} \qquad \left(\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

che nei punti di σ prende valori dati ad arbitrio.

SULL' ASSORBIMENTO DELLA LUCE PER PARTE DI UN GAS POSTO NEL CAMPO MAGNETICO.

Nota del Prof. A. RIGHI [1]).

Scopo della ricerca.

In due precedenti Note [2]) ho riferito i risultati ottenuti, studiando il fenomeno Zeeman per assorbimento mediante luce polarizzata. Quantunque il nuovo metodo di ricerca, così da me iniziato, abbia già dato ottimi frutti, per opera dei signori Macaluso e Corbino [3]), dei signori Voigt e Viechert [4]) e del signor Cotton [5]), ho creduto di doverlo riprendere appena venuto in possesso di un ottimo reticolo Rowland di grande modello.

Prima di tutto desideravo constatare direttamente il fenomeno Zeeman nell' ipoazotide o in qualche altro di quei vapori, nei quali, col mio metodo dei nicol incrociati, avevo dimostrato l' esistenza del fenomeno stesso. In secondo luogo desideravo verificare la produzione delle righe luminose sdoppiate [6]), che deve osservarsi esaminando lo spettro della luce uscente dai nicol incrociati della mia esperienza.

In qualcuna delle esperienze da me descritte, la detta luce fu bensì esaminata mediante un piccolo spettroscopio a visione diretta; ma con tale istrumento non era possibile osservare quello sdoppiamento d' una riga d' assorbimento in due righe luminose. Il solo scopo dell' esperienza fatta in tal modo era quello di scoprire in quali parti dello spettro d' assorbimento si produceva il fenomeno Zeeman.

1) Dalla R. Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna. Adunanza del [illegible] Maggio 1899.

2) Nuovo Cimento, serie 4., vol. 8, pag. 102 e vol. 9, pag. 29[illegible].

3) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 20 Novembre 1898, 8 Gennaio e 5 Febbraio 1899.

4) Gött. Nachr. 1898, Heft 4, p. 9.

5) Comp. Rend. 30 Janvier 1899, pag. 294.

6) Salvo contraria indicazione suppongo sempre in questo scritto che la luce bianca, che attraversa il gas assorbente, sia diretta parallelamente alle linee di forza.

I signori M. e C. eseguirono però l' esperienza stessa sostituendo allo spettroscopio un reticolo; ma invece di ottenere lo sdoppiamento delle righe, da me preveduto, osservarono un fenomeno diverso e più complesso, e cioè l' apparizione di frangie alternativamente luminose ed oscure ai lembi di ciascuna delle due righe D_1 e D_2 del sodio, le quali frangie vennero poi spiegate quale effetto di una rotazione delle vibrazioni luminose nel senso della corrente magnetizzante.

Sembrava dunque che non avvenisse, o non si potesse discernere, il preveduto sdoppiamento, tanto più che, a detta di quegli Autori, l' effetto osservato rimaneva sostanzialmente il medesimo, sia variando la larghezza delle righe d' assorbimento date dal vapore di sodio, sia variando l' intensità del campo magnetico, ottenendosi mediante tali variazioni una modificazione, non nel numero, ma soltanto nella larghezza delle frangie oscure e luminose.

Se non che, riflettendo alle condizioni nelle quali quelle esperienze furono fatte, mi formai la convinzione, che esse non rappresentassero i fenomeni nella loro generalità, ma realizzassero un semplice caso particolare, e precisamente il caso di larghe righe d' assorbimento ($\frac{1}{5}$ della distanza fra D_1 e D_2) e di campo magnetico piuttosto debole (non oltre 4500 unità).

Ho voluto sottoporre la convinzione mia alla prova della esperienza, e questo è un terzo scopo delle ricerche, delle quali rendo conto in questo scritto.

Apparecchi adoperati.

Il reticolo concavo ha 16 centimetri di diametro, è rigato in tutta la superficie di un rettangolo largo 14,5 c. ed alto 5,2 c. con circa 568 righe per millimetro, ed ha circa 644 c. di raggio di curvatura. Montato nella solita maniera sopra un carretto, mobile su una guida orizzontale, e connesso con un tirante ad altro simile carretto, che sostiene l' oculare e che può scorrere su altra guida perpendicolare alla prima, fornisce uno spettro reale di secondo ordine nettissimo e così dilatato, che la distanza fra le righe D_1 e D_2 è di circa $4^{mm},6$.

Un tale spettro, osservato coll' oculare, appare tanto ingrandito, che uno spostamento d' una riga eguale a $^1/_{200}$ del detto intervallo si può perfettamente distinguere.

Come sorgente luminosa ho generalmente adoperata una lampada ad arco, e solo qualche volta la luce Drummond o la luce solare. Di quest' ultima non mi sono servito che per controllare le lunghezze d' onda desunte dalla lettura della scala a millimetri applicata alla guida, su cui scorre l' oculare, ed ho potuto utilizzarla per questo scopo, quantunque, stante la ristrettezza del locale, fossi obbligato a farla riflettere successivamente su due specchi, ciò che riesciva incomodo e ne diminuiva l' intensità.

Per produrre il campo magnetico ho adoperata l' elettrocalamita usuale di Ruhmkorff, alla quale però ho applicati nuovi e più grossi rocchetti, e pezzi polari conici di varie dimensioni. Con essa potevo raggiungere facilmente un campo di 17000 unità assolute. La relativa misura venne fatta ricorrendo al potere rotatorio del solfuro di carbonio, e fu ripetuta non solo per vari valori della distanza fra i poli e per le varie coppie di pezzi conici di ferro ad essi applicati, ma anche per valori diversi della corrente magnetizzante.

Quanto alle disposizioni ottiche, dopo alcune prove preliminari, ho trovato vantaggiose le seguenti. Il fascio luminoso reso parallelo, è limitato da una larga fenditura verticale, traversa il campo magnetico, e quindi cade su due successive lenti cilindriche, la prima a fuoco piuttosto lungo (quella che, unita ad un prisma ad angolo assai acuto, si suol adoperare per una nota esperienza relativa alle luci complementari), e la seconda a fuoco cortissimo (una di quelle del banco di diffrazione). Si forma, subito al di là di questa, una sottilissima e brillantissima imagine della fenditura, ed è questa imagine lineare, che funge da sorgente luminosa rispetto al reticolo.

Quando dovevo operare con luce polarizzata, un nicol era collocato dopo la fenditura, ed un altro fra il reticolo e l'oculare, a qualche centimetro da questo. Però siccome girando quest' ultimo si notava uno spostamento nelle righe, così ho preferito lasciarlo sempre immobile, e far girare invece una laminetta di mica, esattamente di mezz' onda rispetto alla re-

gione dello spettro che dovevo studiare, posta fra il reticolo ed il secondo nicol. La rotazione della mica era letta sopra un circolo graduato, e bastava raddoppiarla (per la nota proprietà delle lamine mezz' onda) per avere la rotazione che si sarebbe dovuta dare al nicol analizzatore, adoperato da solo, per ottenere lo stesso effetto. Occorre poi osservare che, in causa della riflessione sul reticolo, le rotazioni dell' analizzatore (o della lamina mezz' onda) restano invertite rispetto all' osservatore; cosicchè per estinguere una vibrazione, che il campo magnetico abbia fatto girare, per esempio, nel senso della corrente magnetizzante, occorre una rotazione dell'analizzatore (a partire dall' estinzione) in senso opposto a quello della corrente, supposto che le rotazioni di questo sieno osservate stando presso l' oculare e guardando verso il reticolo, e che il senso della corrente venga osservato stando presso il reticolo e guardando verso l' elettrocalamita.

Togliendo di posto l' oculare e sostituendovi una lastra sensibile, si può ottenere una fotografia dello spettro. Od anche si può, tolto l' oculare, ricevere la luce, dopo che ha formato l' immagine reale delle righe che si studiano, in un apparato fotografico da ingrandimenti, e ottenere così una fotografia ingrandita. Ma la posa necessaria è sempre lunghissima nel caso della luce del sodio, e perciò lo studio fotografico delle righe di questo corpo sarebbe di scarsa utilità e di difficile attuazione, tanto più per la necessità che si presenta di sopprimere i raggi ultravioletti dello spettro di terz' ordine, sovrapposti a quelli che si vogliono far agire sulla lastra sensibile.

Per misurare la larghezza e la reciproca distanza fra le righe serviva la vite micrometrica dell' oculare, capace di dare il duecentesimo di millimetro. Ma per valutazioni rapide e approssimative ho trovato comodo formare nel piano focale dell' oculare, coll' aiuto di un piccolo specchio inclinato posto davanti ad esso e di una lente convergente posta lateralmente, l' imagine reale di una scala orizzontale a millimetri collocata a distanza, e della quale, manovrando un rubinetto posto a portata di mano, potevo regolare il grado di illuminazione prodotta da una fiammella a gas. Apparivano così in pari tempo

nel campo visivo le righe dello spettro e la scala, ciò che rendeva facile e rapida la misura di quelle larghezze e distanze.

Quanto ai gas assorbenti, ecco come li ho impiegati. L'ipoazotide, preparata coll' azotato di piombo, condensata per mezzo d' una miscela frigorifera e poi distillata, fu introdotta in tubetti chiusi da sottilissimi vetri piani, oppure in sottili bolle di vetro chiuse alla lampada. Queste durano sempre, ma non così i tubetti, non avendo trovato nessun mastice o cemento che resista indefinitamente a quel gas. Tuttavia il metodo migliore per applicare i vetri piani ai tubetti mi ha sembrato essere quello di fissarli col cemento di carbonato di calce precipitato e vetro solubile, coperto esternamente, quando è ben secco, con paraffina fusa.

Pel vapore di sodio ho fatto uso qualche volta di un becco Bunsen, ma più spesso di un becco a corrente d' aria destinato a soffiare il vetro. Nella fiamma è posto un piccolo truogolo di platino pieno di cloruro di sodio fuso. Basta regolare delicatamente la corrente d' aria, che deve essere sempre assai debole, e variare l' altezza alla quale si pone il sale nella fiamma, per ottenere righe di assorbimento più o meno larghe a piacere. La loro larghezza si mostra mirabilmente costante, ciò che non è, quando si fa uso del becco Bunsen [1]).

Altri dettagli sperimentali saranno indicati in luogo opportuno.

Fenomeno inverso di Zeeman coll' ipoazotide.

Descriverò una fra le molte esperienze concordanti che ho eseguite.

L' ipoazotide, contenuta in una bolla di vetro di 6 c. di diametro è posta fra i poli dell' elettrocalamita, che può pro-

1) Nel corso delle esperienze più oltre descritte e relative al fenomeno Zeeman col vapore di sodio, ho qualche volta osservato, che le righe si modificavano, sotto l azione del magnetismo, in modo non simmetrico rispetto al loro asse. Per esempio le frangie oscure e luminose ai lati d'ogni riga, erano più strette e marcate a sinistra che a destra. Sembra che ciò accada quando il vapore di sodio non è sparso uniformemente nella fiamma giacchè bastava alle volte spostare il sale nella fiamma per invertire le apparenze, o per fare sparire ogni dissimetria.

durre un campo di 4500 unità. I nicol e la mica sono ora soppressi, trattandosi solo di constatare lo sdoppiamento delle righe.

Come è noto, lo spettro d'assorbimento dell'ipoazotide consiste in un grandissimo numero di righe distribuite su gran parte dello spettro visibile. Alcune sono pallide o ad orli sfumati, altre più oscure o a contorni più nettamente definiti. Esse formano in certi luoghi, come ad esempio in mezzo all'intervallo fra D_1 e D_2, dei gruppi di righe sensibilmente equidistanti. Ma prima di esaminare se e quali modificazioni produca il campo magnetico, giova rendersi conto chiaramente del fenomeno inverso di Zeeman nel caso di una riga isolata.

Quando agisce il campo magnetico, quella riga deve sdoppiarsi, e cioè essere sostituita da due nuove righe corrispondenti a lunghezze d'onda, per l'una un po' maggiore e per l'altra un po' minore della lunghezza d'onda della riga primitiva. Queste nuove righe devono essere meno oscure della riga da cui provengono, giacchè esse corrispondono alle vibrazioni circolari non assorbite. Nel caso poi in cui la loro distanza sia minore della loro larghezza, esse risulteranno in parte sovrapposte, ed allora la parte comune sarà oscura quanto la riga non sdoppiata; anzi, se la separazione è piccola, tutto si ridurrà ad un ingrossamento della riga primitiva. Perciò, se in oltre, invece d'una sola riga nello spettro non modificato, se ne hanno molte vicinissime, l'effetto del campo magnetico consisterà in una specie di annebbiamento o di mancanza di nettezza delle righe, simile a quello che si osserverebbe spostando l'oculare e mettendo così l'imagine fuori di fuoco.

Ciò premesso, esaminando passo a passo l'intero spettro di second'ordine, e in pari tempo chiudendo ed aprendo alternativamente il circuito, ho constatato, che mentre in certe regioni dello spettro non si osserva nessun cambiamento, in altre si nota l'annebbiamento poc'anzi descritto. Questo effetto è particolarmente rimarchevole in certi gruppi di righe, come quello citato più sopra, che si trova fra D_1 e D_2, ed un altro le cui righe hanno lunghezze d'onda comprese fra

592 e 592,4 [1]). Questi gruppi, formati da righe pallide e vicine, sembrano trasformarsi in una sfumatura quasi uniforme, nell' atto in cui si crea il campo magnetico.

Oltre a ciò ho constatato, che certe righe mostrano il fenomeno Zeeman in modo assai più distinto. Così la riga $\lambda = 574,6$, che si può studiare bene perchè lontana da altre egualmente marcate, ingrossa visibilmente, e la riga $\lambda = 575,3$ alquanto oscura e un po' sfumata, si allarga alquanto, quando si eccita l' elettrocalamita.

Ma c' è una riga, la cui lunghezza d' onda è 584,4, assai oscura e ben distinta dalle vicine, la quale mi sembrò divenire doppia in larghezza per effetto del campo, rimanendo oscura come prima nel mezzo, e presentando i lati allargati meno oscuri. Questa riga mostra dunque in modo evidente il fenomeno aspettato, e non è a credersi che ciò provenga solo dall' essere ben distinta dalle vicine. Infatti, a poca distanza da essa si notano due righe $\lambda = 585,4$ e $\lambda = 585,6$ altrettanto ben definite, che sembrano non subire modificazione alcuna, e così dicasi della riga $\lambda = 617,2$ assai oscura e lontana da altre righe.

Mentre dunque il fenomeno Zeeman nell' ipoazotide rimane così direttamente dimostrato, risulta pure dalle mie esperienze che le varie righe di questo corpo subiscono in grado diversissimo l' azione del campo magnetico.

Ho esperimentato anche con linee di forza magnetiche perpendicolari al fascio luminoso. Le vibrazioni erano allora inclinate a 45° sulle linee di forza. In questo caso ogni riga d' assorbimento dev' essere surrogata da tre (o più) righe meno oscure, le quali, se non siano abbastanza separate, devono dare, come nel caso precedente, un semplice ingrossamento della riga primitiva. Questo è quanto ho appunto osservato coll' ipoazotide, in quelle stesse righe o gruppi di righe, che avevano mostrato di risentire maggiormente l' azione del campo magnetico nel caso della luce parallela alle linee di forza.

1) Le lunghezze d' onda sono espresse in milionesimi di millimetro. In centimetri si avrebbe 5920.10^{-8} e 5924.10^{-8}.

Fenomeno inverso di Zeeman con luce polarizzata nel vapore di sodio.

Nella prima delle citate mie Note dimostrai che, se la luce, che attraversa il gas posto nel campo magnetico, è polarizzata, e viene ricevuta in un analizzatore girato all'estinzione, al posto di ogni riga d'assorbimento devono apparire due righe luminose a vibrazioni circolari. La loro intensità deve rimanere invariabile, comunque si giri l'analizzatore, mentre l'intensità fra quelle e nel resto dello spettro varia fra zero ed un valore massimo, che si raggiunge quando l'analizzatore è parallelo al polarizzatore.

La rotazione che subiscono le vibrazioni attigue all' asse della riga di assorbimento, non deve modificare il fenomeno, nel caso in cui le nuove righe siano abbastanza separate, e la riga primitiva si debba ad un assorbimento completo; ma se invece la riga è sfumata, e più poi se le nuove righe in parte si sovrappongono, devono formarsi quelle frangie oscure e luminose, ai lati d'ogni riga modificata dal campo magnetico, che furono descritte dai signori M. e C.

Perciò adoperando, per un valore fisso del campo magnetico, dapprima righe strettissime, poi righe di assorbimento di più in più larghe, si deve osservare da principio il semplice sdoppiamento delle righe, quale fu previsto non prendendo in considerazione la rotazione delle vibrazioni, poi grado a grado si devono osservare apparenze diverse, che stabiliscano un graduale passaggio da quel caso semplice all' altro caso estremo, che è quello delle esperienze di M. e C.

Per realizzare il primo caso estremo, quello cioè di righe d' assorbimento assai sottili, basta collocare assai in basso nella fiamma il cloruro di sodio, e diminuire o anche sopprimere la corrente d'aria, dato che si adoperi il becco da soffiatore. Se non che si incontra facilmente una seria difficoltà.

Come ebbi a constatare nelle precedenti mie esperienze, il fenomeno Zeeman sparisce, se la luce adoperata non contiene quelle radiazioni, che il corpo posto nel campo magnetico è capace di assorbire. Riconobbi infatti, che la mia esperienza dimostrativa del fenomeno di Zeeman non riesciva,

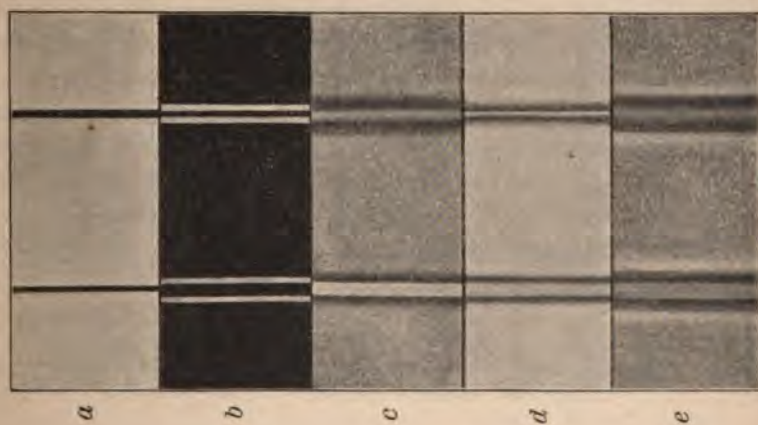
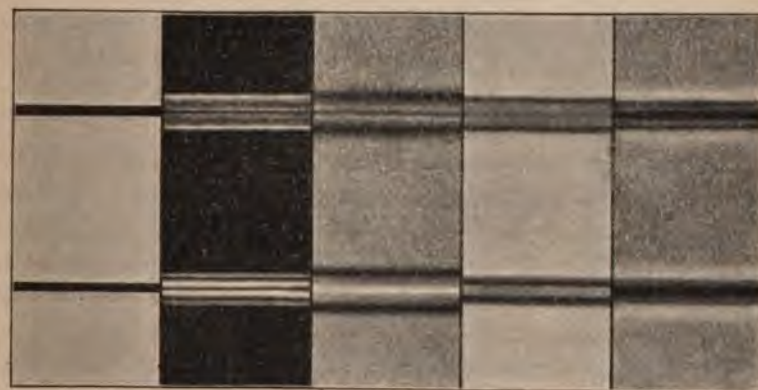
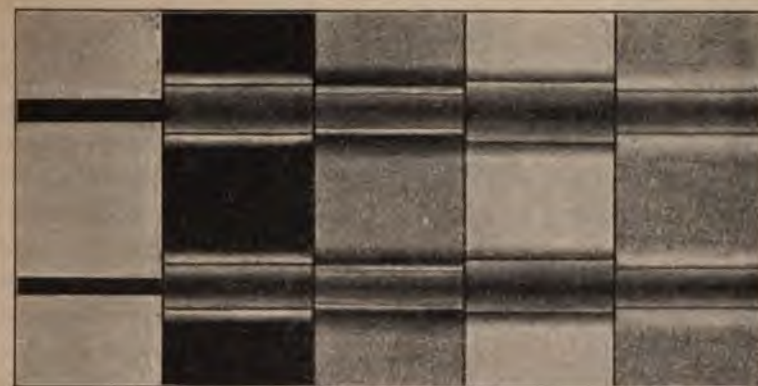
adoperando la luce solare ed una fiamma contenente poco sodio, oppure ponendo sul cammino della luce bianca, che deve attraversare questa fiamma, una seconda fiamma assai ricca di sodio. Finchè si adopera la luce solare, non è dunque possibile far l' esperienza con una fiamma, che dia righe alquanto meno larghe delle due D_1 e D_2 dello spettro solare, e la stessa difficoltà incontrai adoperando come sorgente l'arco voltaico, giacchè nello spettro della luce da questo emanata, esistevano sempre le righe nere D_1 e D_2, quantunque assai più sottili di quelle solari, dovute a traccie di sodio contenute nei carboni [1]). Però esse erano larghe non più di $^1/_{10}$ dell' intervallo fra D_1 e D_2, cioè poco più d' $^1/_3$ della larghezza delle righe solari, sì che non m' impedirono di raggiungere il mio scopo [2]).

A mostrare il passaggio, fra il caso di righe d' assorbimento sottilissime, a quello di righe larghissime, possono servire, quantunque alquanto imperfette, le fig. 1, 2 e 3, in ciascuna delle quali si vedono, in *a* le righe non modificate, e in *b* le righe stesse sotto l' azione del campo magnetico e con analizzatore all' estinzione. Queste figure hanno dimensioni eguali a 5 volte le vere misurate nello spettro di secondo ordine. In *c*, *d* ed *e* ciascuna delle tre figure rappresenta le righe del sodio modificate dal campo, dopo avere girato di 45°, 90° e 135° l' analizzatore nel senso della corrente magnetizzante (effettivamente in senso contrario per il motivo esposto più sopra.

Le righe D_1 e D_2 della fig. 1 erano larghe all' incirca $0^{mm},12$ e $0^{mm},15$. Fatta astrazione delle deboli sfumature laterali, che si veggono in certe parti della fig. 1, gli effetti os-

1) Veramente quelle righe nere sparivano, regolando la lampada in modo che i carboni rimanessero sempre non troppo vicini l'uno all'altro; ma ero invece costretto a farli restare sempre vicinissimi, se no l' elettrocalamita, che per la ristrettezza del locale non poteva porsi lontana dalla lampada, agiva sull' arco e faceva variare l' intensità della luce da esso emessa. Questo inconveniente si manifestava assai meno con carboni vicinissimi, che con carboni allontanati.

2) Naturalmente le righe d' assorbimento proprie della sorgente luminosa non sono modificate dal campo magnetico, e perciò restano visibili nel mezzo delle righe modificate quando in questa regione centrale già non esista l' oscurità. Coi carboni da me adoperati erano abbastanza strette per non arrecare nessun disturbo.

Fig. 1.
Fig 2.
Fig. 3.
a
b
c
d
e

servati sono precisamente quelli che prevedevo, e che desideravo di constatare.

Le righe d' assorbimento della fig. 2 erano larghe circa $0^{mm},5$ e $0^{mm},6$, e quelle della fig. 3 circa $0^{mm},8$ e 1^{mm} [1]). Come si vede, il fenomeno si complica di più in più, in causa delle rotazioni subite dalle vibrazioni, tanto che la fig. 3 già rassomiglia alquanto a quella data da M. e C. Il graduale passaggio fra la fig. 1 e quest' ultima resta così messo in evidenza, quantunque fra le fig. 1, 2 e 3, altre di aspetto intermedio si sarebbero potute mostrare.

Esaminando separatamente ogni regione di una riga modificata, si riconosce che in essa la vibrazione è in generale elittica. Colle loro larghissime righe di assorbimento i signori M. e C. ebbero vibrazioni elittiche molto appiattite, cioè poco differenti da vibrazioni rettilinee; colle righe meno larghe delle fig. 1, 2 e 3 si constata l' esistenza di vibrazioni elittiche poco appiattite o a dirittura sensibilmente circolari. Anzi di tali vibrazioni ho scorto l' esistenza anche adoperando righe d' assorbimento larghe $^1/_4$ circa del loro intervallo, cioè larghe quanto quelle impiegate dai due Autori citati, forse in causa dell' avere io impiegati campi magnetici assai più intensi (10000 unità in questo caso e 13000 nei casi delle tre figure qui riportate).

Queste regioni a vibrazioni quasi circolari, rappresentano lo sdoppiamento, tanto visibile nella fig. 1; le frangie laterali, cioè le regioni ove la vibrazione è molto appiattita, si debbono specialmente alla rotazione delle vibrazioni.

Facendo lentamente girare l' analizzatore nel senso della corrente, si veggono le frange oscure più lontane dall' asse della riga, muoversi verso l' asse medesimo. In pari tempo quelle frangie da oscure che erano impallidiscono di più in più sino a non potersi più distinguere dalle parti vicine. Ciò dimostra, che andando verso l' asse della riga si trovano vibrazioni elittiche di più in più girate nel senso della corrente, e di più in più differenti dall' essere rettilinee (cioè di eccentri-

1) Queste larghezze vennero misurate colla vite micrometrica dell'oculare. Le misure non sono suscettibili di molta precisione, per l' incertezza di contorno delle righe.

cità di più in più piccola). Trattandosi qui di vibrazioni elittiche considereremo come rotazione da esse subita, l' angolo che l' asse maggiore dell' elisse fa colla vibrazione primitiva. Nel caso della fig. 2 la massima rotazione constatata è stata di 80° a 100°, e di 130° a 150° nel caso della fig. 3; ma queste massime rotazioni non si possono facilmente misurare, perchè esse spettano a vibrazioni elittiche quasi circolari.

Quando si cerca di misurare direttamente la rotazione in una determinata regione di una riga modificata, i fenomeni di contrasto costituiscono un serio ostacolo. Per ovviare a tale inconveniente ho trovata opportuna la seguente disposizione.

Ho fissato nel piano focale dell' oculare una sottile laminetta metallica, che nasconde la metà inferiore del campo visivo, e nella quale è praticata una strettissima fenditura verticale. Per mezzo della vite micrometrica si sposta l' oculare, sinchè la fenditura corrisponda a quella regione che si vuol studiare, e quindi con un diaframma posto davanti all' oculare si nasconde anche la metà superiore del campo. In tal modo resta visibile solo la porzione che si vuol esaminare, e diviene più sicuro l' apprezzamento delle variazioni d' intensità in essa prodotte dalla rotazione dell' analizzatore.

Come si è osservato, le due regioni nelle quali le vibrazioni elittiche sono di poca eccentricità e perciò poco differenti da vibrazioni circolari, rappresentano l' effetto Zeeman, cioè quello sdoppiamento della riga primitiva, che si presenta quasi da solo nel caso della fig. 1, e che è più o meno dissimulato negli altri casi dal fenomeno rotatorio. L' esistenza di quelle due regioni può mettersi in evidenza coll' uso di un analizzatore circolare, cioè del sistema formato da una lamina quarto-d' onda, seguita da un nicol avente la sua sezione a 45° da quella della lamina.

Se attraverso di un tale analizzatore si guarda una regione dello spettro, ove le vibrazioni sieno rettilinee, l' intensità è ridotta a metà; se le vibrazioni sono circolari in un senso, esse sono estinte, e se circolari in senso contrario conservano la loro intensità; se infine le vibrazioni sono elittiche, esse risultano più o meno indebolite di quello che sarebbero delle vibrazioni rettilinee, secondo che sono destrogire o le-

rogire. Ciò posto, basta sostituire all' analizzatore ordinario l' analizzatore circolare per vedere diventare quasi completamente nera una certa regione della riga allargata, ove prima si aveva luce di una certa intensità. Cambiando segno all'angolo formato fra le sezioni principali della lamina quarto-d' onda e del nicol, ossia cangiando il segno dell' analizzatore circolare, oppure invertendo il campo, la regione che da luminosa diviene quasi nera cambia parte, rispetto all' asse della riga. Ho osservato, come ho detto più sopra, questo effetto anche con righe larghe $\frac{1}{4}$ dell'intervallo fra D_1 e D_2. Dunque anche in questo caso la polarizzazione elittica diviene quasi circolare, e cioè anche in questo caso si constata lo sdoppiamento della riga primitiva, che a prima vista è dissimulato dal fenomeno rotatorio.

Nel caso poi delle fig. 1 e 2, cioè con righe sottili, entrambe le regioni a vibrazioni circolari o quasi sono rese in pari tempo visibili dall' analizzatore circolare, giacchè mentre una diviene nera, l' altra diventa più luminosa del resto dello spettro.

Ho voluto osservare il fenomeno anche con righe molto più larghe di quelle adoperate dai signori M. e C., ma non ho avuto risultati degni di menzione speciale. In vero non ho fatto che due prove. Ecco tuttavia in qual modo sono giunto ad ottenere righe d' assorbimento larghissime.

Un tubo A B (fig. 4) chiuso con sottili vetri piani e munito di due tubi laterali C e D verso le estremità, e di un

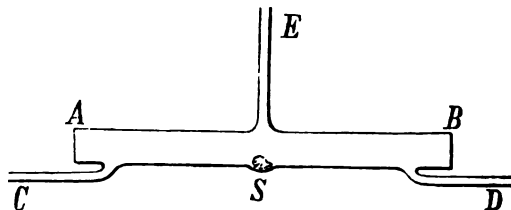



Fig. 4.

tubo E ad angolo retto nel mezzo, contiene in S un pezzetto di sodio. Il tubo è introdotto nel canale praticato secondo l'asse dell' elettrocalamita, in modo che la parte S resti fra i poli.

Si fa entrare per C e D una doppia corrente d'idrogeno secco, che esce per E, poi mediante una piccolissima fiammella, si scalda il sodio. Si forma così in mezzo al tubo una colonna ascendente di vapore di sodio, e l'assorbimento che esso produce è tale, che le due righe D_1 e D_2 possono giungere a fondersi in una sola. Si regola facilmente la loro larghezza, variando la distanza della fiammella, o manovrando il rubinetto dell'idrogeno.

I fenomeni che si producono nella regione, che sta nel mezzo fra le righe D_1 e D_2, meritano special menzione. Questa regione non è alterata dal campo magnetico, se le righe sono strette; ma se hanno una certa larghezza, per esempio $^1/_6$ del loro intervallo o più, anche in questa regione si osserva l'effetto delle rotazioni, tanto che a nicol incrociati essa può essere luminosa. In ogni caso, buona parte di questa regione centrale ha un chiarore uniforme; ciò che prova, che la forma e orientazione della vibrazione varia in essa pochissimo da un punto ad un altro. È perciò assai facile, anche senza prendere speciali precauzioni, misurare la rotazione delle vibrazioni in quella regione, e verificare che tale rotazione cresce insieme all'intensità del campo magnetico. Infatti con intensità di 6000, 10000, 12600 unità, ho misurato rispettivamente 35°, 54°, 74° di rotazione. Questi numeri sono press'a poco proporzionali alle intensità del campo.

Poche esperienze ho eseguite collocando l'elettrocalamita in modo che la luce, a vibrazioni inclinate a 45° colla verticale, fosse diretta perpendicolarmente alle linee di forza. Tuttavia ho potuto constatare che, se la fiamma a sodio dà righe strettissime, e si gira l'analizzatore sino all'estinzione, ognuna delle righe D_1 e D_2 è sostituita da tre righe luminose, disposte come nel caso del fenomeno Zeeman per emissione. La separazione è maggiore per la D_1 che per la D_2. Tale esperienza conferma quanto venne asserito nelle Note citate.

Con righe d'assorbimento piuttosto larghe si manifestano i fenomeni dovuti alla doppia rifrazione, messi in evidenza da Voigt e Wiechert e da Cotton.

Spiegazione dei precedenti fenomeni.

Come si è osservato più sopra, gli effetti della rotazione delle vibrazioni, che hanno attraversato il vapore di sodio posto nel campo magnetico, si manifestano, quando le righe di assorbimento non sono strettissime, e per giungere a spiegare i fenomeni descritti occorre perciò tener conto della larghezza di quelle righe. Ecco come, almeno per ora, mi figuro la maniera, nella quale i detti fenomeni si producono.

Prendo a base di questo mio tentativo di spiegazione il principio di Kirchhoff, dando al medesimo un senso più lato, e precisamente ammètto, come già nelle mie prime Note, che il vapore di sodio nel campo magnetico assorba quelle stesse vibrazioni circolari che è capace di emettere. Così, invece di assorbire le vibrazioni della riga D_1 esso assorbirà le vibrazioni circolari destrogire (se è destrogira, come suppongo, la corrente magnetizzante) corrispondenti ad una certa lunghezza d'onda minore di quella della D_1, e le vibrazioni circolari levogire corrispondenti ad una certa lunghezza d'onda maggiore di quella della D_1, e lo stesso dicasi per la D_2 e per le lunghezze d'onda vicine a D_1 e D_2, se le righe hanno una larghezza finita. L'assorbimento sarà poi totale o parziale, secondo che tale è nello spettro non modificato dal campo magnetico, per la lunghezza d'onda considerata, ed anzi per semplicità ammetto che il coefficiente di assorbimento conservi lo stesso valore.

In secondo luogo suppongo nel vapore di sodio un potere rotatorio magnetico positivo, e cioè ammetto che le vibrazioni circolari, che si compiono nel senso della corrente magnetizzante, si propaghino nel vapore, con una velocità più grande della velocità che possederebbero, se il campo magnetico non esistesse, e che le vibrazioni circolari di senso opposto si propaghino con velocità minore della detta velocità. Però ammetto, che queste alterazioni nella velocità di propagazione abbiano luogo in modo sensibile solo per quelle radiazioni, che sono dal vapore assorbite, ed in grado tanto maggiore, quanto più grande è l'assorbimento.

Questa ipotesi, che ad ognuno si presenterà spontanea alla mente, mi sembra non differire, almeno nella sua sostanza, da quella enunciata dai signori M. e C. con diverse parole, cioè dicendo: che l'alterazione nella velocità dei raggi circolari avviene per le vibrazioni il cui periodo differisce pochissimo da quello proprio del vapore; ma mi sembra ragionevole il supporre, che non vi sia variazione di velocità quando non vi è assorbimento, in modo che potere rotatorio ed assorbimento varino nello stesso senso e si annullino insieme, al variare della lunghezza d'onda.

Dall'insieme dei fenomeni potrebbe forse sembrare, che una alterazione nella velocità dei raggi circolari esista anche per radiazioni non assorbite, ma vicine a queste nello spettro; ma farò osservare che un debole assorbimento può sfuggire all'occhio, e cioè le sfumature che presentano lateralmente le righe d'assorbimento, possono prolungarsi più che l'occhio non indichi. Ad ogni modo, se pur si volesse ritenere, che un potere rotatorio esiste anche per radiazioni non affatto assorbite, ciò non modificherebbe sostanzialmente i risultati seguenti.

Ciò premesso, consideriamo (fig. 5) lo spettro *a* della luce che ha attraversato il vapore di sodio, mentre non esiste campo magnetico, e sia MN una delle righe d'assorbimento. Per bene fissare le idee supporrò, che la parte meno rifrangibile dello spettro sia a sinistra della figura, e che il campo magnetico sia destrogiro. Sia poi *b* lo spettro, quando esiste questo campo.

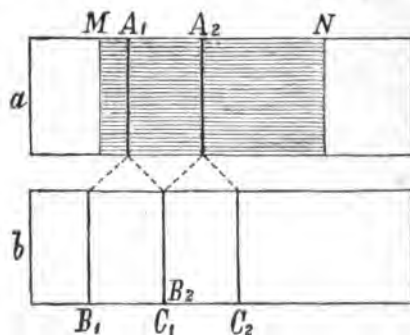



Fig. 5.

Consideriamo la radiazione A_1 d'una certa lunghezza d'onda. Quando esiste il campo, il gas non assorbe più la radiazione A_1, ma in sua vece assorbe la radiazione circolare levogira B_1 e la circolare destrogira C_1, e queste due radia-

zioni occupano nello spettro un luogo diverso da A_1, essendo la prima un po' più verso sinistra e la seconda un po' più verso destra. Analogamente, invece d'essere assorbita un'altra radiazione A_2, presa anch'essa fra M ed N, saranno assorbite le vibrazioni circolari B_2 e C_2, levogira la prima e destrogira la seconda. Supponiamo di scegliere le due regioni lineari A_1 ed A_2 a tale distanza reciproca, che B_2 e C_1 coincidano. Allora la radiazione in C_1 si ridurrà, a ciò che rimane della radiazione incidente di egual lunghezza d'onda, dopo avvenuti i detti due assorbimenti. Se questi fossero completi, evidentemente la radiazione in C_1 sarebbe annullata. Vediamo quale sia generalmente la vibrazione in C_1, rispetto alla quale, per brevità di linguaggio, le due radiazioni A_1 ed A_2 dello spettro non modificato dal magnetismo, saranno chiamate *radiazioni corrispondenti.*

Sia T il periodo vibratorio in C_1, e sia sen $\left(\frac{2\pi t}{T}\right)$ o semplicemente sen θ, la vibrazione incidente, che supporremo verticale, e di cui per semplicità prendiamo l'ampiezza eguale all'unità. Questa vibrazione equivale alle due circolari seguenti, rappresentate colle loro componenti rettilinee prese secondo due assi ortogonali, di cui quello delle y è verticale e diretto dal basso all'alto, e quello delle x orizzontale e diretto verso destra:

$$\begin{cases} x_s = \frac{1}{2}\cos\theta \\ y_s = \frac{1}{2}\,\text{sen}\,\theta, \end{cases} \qquad \begin{cases} x_d = -\frac{1}{2}\cos\theta \\ y_d = \frac{1}{2}\,\text{sen}\,\theta, \end{cases}$$

la prima delle quali è levogira e la seconda destrogira. Vediamo come esse restino modificate attraversando il vapore posto nel campo magnetico.

Della vibrazione circolare destrogira x_d, y_d, è assorbita una frazione h_1, e la sua ampiezza devesi quindi moltiplicare per $1-h_1$, e ciò perchè a C_1 *corrisponde* A_1. Del pari è assorbita una parte h_2 della x_s, y_s, e l'ampiezza va moltiplicata per $1-h_2$, perchè a C_1 *corrisponde* A_2.

Inoltre, la vibrazione destrogira x_d, y_d, subisce un ritardo $l:(V+v_1)$, nell'attraversare il vapore, essendo l lo spessore

di questo, V la velocità di propagazione quando non esiste il campo magnetico, e v_1 l'aumento di velocità a questo dovuto. Perciò, uscendo dal vapore, la vibrazione destrogira diviene:

$$\begin{cases} x'_d = -\dfrac{1-h_1}{2}\cos\left[\dfrac{2\pi}{T}\left(t-\dfrac{l}{V+v_1}\right)\right] \\ y'_d = \dfrac{1-h_1}{2}\operatorname{sen}\left[\dfrac{2\pi}{T}\left(t-\dfrac{l}{V+v_1}\right)\right]. \end{cases}$$

Similmente, la vibrazione levogira diviene:

$$\begin{cases} x'_s = \dfrac{1-h_2}{2}\cos\left[\dfrac{2\pi}{T}\left(t-\dfrac{l}{V-v_2}\right)\right] \\ y'_s = \dfrac{1-h_2}{2}\operatorname{sen}\left[\dfrac{2\pi}{T}\left(t-\dfrac{l}{V-v_2}\right)\right]. \end{cases}$$

Se dunque diciamo x, y, le componenti secondo gli assi della vibrazione esistente in C_1, dopo che la luce ha attraversato il vapore, si avrà $x = x'_d + x'_s$, $y = y'_d + y'_s$. Ponendo per semplicità:

$$\alpha = \frac{2\pi l}{T(V+v_1)}, \qquad \beta = \frac{2\pi l}{T(V-v_2)},$$

si può scrivere finalmente:

$$x = -\frac{1-h_1}{2}\cos(\theta-\alpha) + \frac{1-h_2}{2}\cos(\theta-\beta)$$

$$y = \frac{1-h_1}{2}\operatorname{sen}(\theta-\alpha) + \frac{1-h_2}{2}\operatorname{sen}(\theta-\beta)$$

ove evidentemente $\beta > \alpha$.

I coefficienti h_1 ed h_2 si supporranno eguali all'unità, ove l'assorbimento sia completo, ed eguali a zero ove l'assorbimento sia nullo.

Qui torna acconcio l'osservare, che a rigore non sarebbe necessario parlare di variazioni di velocità dei raggi circolari, ma che basterebbe ammettere che i due raggi, quando sono assorbiti, subiscono le variazioni di fase α, β. In altre parole si potrebbe ammettere che il meccanismo, col quale si produce la rotazione delle vibrazioni, non sia quello stesso che si immagina per spiegare il potere rotatorio nei corpi non assorbenti.

Per riconoscere i caratteri, che nei vari casi presenta la vibrazione, generalmente elittica, di componenti x ed y, occorre trovare: 1° qual sia l' angolo ρ, contato verso destra, che l' asse maggiore dell' elisse fa colla direzione primitiva della vibrazione, angolo che considereremo ancora come rotazione subita dalla vibrazione; 2° qual valore abbia il rapporto $\frac{a}{b}$ fra l' asse minore e l' asse maggiore dell' elisse medesima; 3° qual sia l' intensità I della vibrazione; infine 4° quando essa sia destrogira e quando levogira.

Ora, applicando metodi noti, si trovano, a calcoli fatti, i risultati seguenti:

$$\rho=\frac{\beta-\alpha}{2}\,,\quad \frac{a}{b}=\frac{h_2-h_1}{2-h_1-h_2}\,,\quad I=\frac{1}{2}(1-h_1)^2+\frac{1}{2}(1-h_2)^2\,.$$

Siccome poi, per essere v_1 e v_2 piccoli di fronte a V si può scrivere

$$\alpha=\frac{2\pi l}{\mathrm{T\,V}}\left(1-\frac{v_1}{\mathrm{V}}\right),\qquad \beta=\frac{2\pi l}{\mathrm{T\,V}}\left(1+\frac{v_2}{\mathrm{V}}\right),$$

si ha pure:

$$\rho=\frac{\pi l}{\mathrm{TV}^2}(v_1+v_2)\,.$$

Si vede intanto che ρ è positivo, e cioè che la rotazione subita dalla vibrazione è sempre nel senso della corrente generatrice del campo magnetico. Essa è inoltre proporzionale a v_1+v_2, e quindi, per le ipotesi fatte, cresce al crescere dell' assorbimento.

Per decidere poi se il raggio elittico è destrogiro o levogiro, basta considerare, che esso risulta dalla composizione dei due circolari x'_a, y'_a ed x'_s, y'_s, le cui ampiezze sono $\frac{1}{2}(1-h_1)$ ed $\frac{1}{2}(1-h_2)$. Esso è quindi destrogiro e levogiro, secondo che h_1 è minore o maggiore di h_2, o anche, secondo che $\frac{a}{b}$ risulta positivo o negativo.

Colle formole trovate si può render conto delle principali particolarità offerte dai fenomeni già sperimentalmente studiati e perciò è utile prendere in considerazione due casi ti-

pici, quello, dapprima, di strette righe d' assorbimento e campo magnetico relativamente intenso, o più generalmente quello in cui la distanza B_1 C_1 (fig. 5) fra le righe separate che provengono da una riga unica A_1 (distanza che per brevità chiameremo *sdoppiamento*) sia maggiore della larghezza delle righe. Dopo considereremo il caso opposto, in cui lo sdoppiamento è minore di questa larghezza.

Sia *a* (fig. 6) lo spettro quando non agisce campo magnetico, *b* lo spettro da questo modificato, M N una riga d'assorbimento, che per azione del campo resta sdoppiata nelle due P R e Q S.

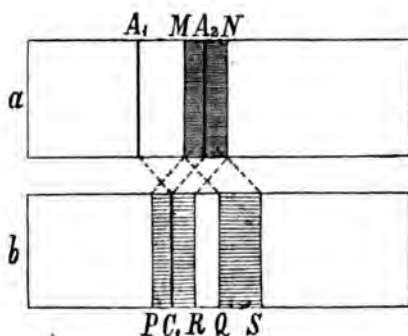



Fig. 6.

Se la radiazione considerata C_1 è nell' intervallo P R, ad essa corrispondono le due A_1 ed A_2 dello spettro primitivo, la prima delle quali è fuori di M N, e cioè in un luogo ove non esiste assorbimento. Si avrà quindi $h_1 = 0$, $\frac{a}{b} = \frac{h_2}{2 - h_2}$. Se h_2 è poco inferiore all' unità, cioè se l' assorbimento in A_2 è quasi completo, $\frac{a}{b}$ poco differisce dall' unità, e perciò la vibrazione in C_1 è quasi circolare. Anzi se fosse $h_2 = 1$ per tutta la larghezza M N, la vibrazione sarebbe circolare in tutta la P R. Così dicasi per Q S. Inoltre, essendo $h_1 < h_2$ la vibrazione in P R è destrogira; essa sarà levogira in Q S.

Ma supponiamo che, come sembra generalmente accadere, la riga M N sia sfumata, e cioè che l' assorbimento sia completo per una certa larghezza nel mezzo di essa, e decresca sino a zero andando verso i lati. Mentre in P ed R, come in tutto lo spettro all' infuori di P R e Q S, si ha la vibrazione rettilinea primitiva, andando da P o da R verso il mezzo di P R, h_1 resta zero, ed h_2 va crescendo da zero ad uno. Si avranno adunque vibrazioni elittiche, di eccentricità decre-

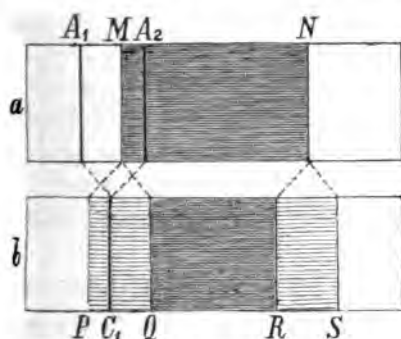
scente e sempre destrogire; e siccome $v_1 = 0$ e v_2 cresce con h_1, esse saranno di più in più girate nel senso della corrente. In pari tempo, la loro intensità che è $\frac{1}{2} + \frac{1}{2}(1 - h_1)^2$, andrà via via decrescendo. Si giungerà poi ad una regione centrale di P R, nella quale la vibrazione è circolare destrogira e d' intensità $\frac{1}{2}$.

Analogamente, andando da Q ed S verso il mezzo di QS, si comincia col trovare la vibrazione rettilinea primitiva, e si arriva alla regione centrale di Q S, ove la vibrazione è circolare levogira d' intensità $\frac{1}{2}$, passando per vibrazioni elittiche levogire, d' intensità decrescente da 1 a $^1/_2$, di eccentricità decrescente, e di più in più girate nel senso della corrente del campo.

Le esperienze, alle quali si riferisce la fig. 1, e fors' anche quella della fig. 2, corrispondono al caso qui considerato. Colle strettissime righe della fig. 1 le sfumature laterali dovevano essere così brusche, che le righe sdoppiate si mostravano quasi interamente costituite da vibrazioni circolari.

Passiamo ora al secondo caso tipico.

Fig. 7.

Siano al solito *a* e *b* (fig. 7) lo spettro primitivo e quello modificato dal campo magnetico, M N una riga di assorbimento assai larga, che resta sdoppiata nelle due P R e Q S, parzialmente sovrapposte. Anche qui fuori da P S, la vibrazione primitiva resta invariata; ma così non è fra P ed S.

Nel mezzo dell' intervallo Q R, e cioè presso l' asse della riga M N, che supporremo ancora tale, che l' assorbimento sia completo nel mezzo di essa e decrescente presso i lati, ogni

radiazione ha per corrispondenti nello spettro a due altre, nelle quali, se la riga è assai larga, l'assorbimento è completo. Perciò nella parte centrale di PS (che, più che riga sdoppiata, si può adesso chiamare riga allargata o riga modificata dal campo magnetico) si avrà generalmente completa oscurità. La parte centrale di QR interamente oscura sarà più o meno larga, secondo che lo è più o meno la parte di MN ove l'assorbimento è completo. Una tale oscurità centrale, indipendente dall' orientazione dell' analizzatore, si vede nel caso dei fenomeni rappresentati dalla fig. 3, e in quello dei fenomeni descritti dai signori M. e C.

Consideriamo ora una radiazione C_1 presa nell' intervallo PQ. La prima delle due A_1 ed A_2, che ad essa corrispondono, trovasi fuori di MN_1 e si ha perciò $h_1 = 0$. Ragionando come nel caso precedente se ne deduce, che andando da P verso Q, si trova dapprima in P la vibrazione rettilinea primitiva d'intensità uno, poi vibrazioni elittiche, la cui eccentricità va diminuendo, e l'intensità decrescendo da 1 verso $^1/_2$, destrogire, e coll' asse maggiore di più in più girato nel senso della corrente. Similmente andando da S verso R, colla sola differenza che qui le vibrazioni sono levogire.

Qui si possono presentare due casi, secondo che le parti laterali sfumate della riga MN sono di larghezza minore o maggiore dello sdoppiamento PQ.

Nella prima ipotesi, prima di arrivare a Q, dopo essere partiti da P, si giunge ove $h_2 = 1$, cioè si giunge a trovare una vibrazione circolare destrogira, e tale resta andando avanti fino a Q. Similmente una striscia attigua ad R e fra R ed S, in cui le vibrazioni circolari sono levogire, esisterà nella parte di destra della riga modificata.

Se invece la parte sfumata è più larga di PQ, allora si arriva a Q e ad R, dopo essere partiti da P e da S, senza che le vibrazioni elittiche divengano circolari. L'esistenza di queste regioni a vibrazioni circolari è dunque dimostrata, solo nel caso in cui il campo magnetico sia sufficientemente intenso.

Infine fra Q e la regione oscura centrale, come pure fra questa ed R, si troveranno vibrazioni elittiche o circolari, secondo i casi. Saranno circolari nel caso in cui lo sdoppiamento

è maggiore della larghezza della sfumatura, giacchè basta che o h_1 o h_2 sia eguale all' unità, perchè anche $\frac{a}{b}$ sia eguale ad uno in valore assoluto.

Tutto ciò è in perfetto accordo colle esperienze. La crescente rotazione delle vibrazioni nel senso della corrente, andando dai limiti della riga modificata verso il suo asse, costituisce il fatto più saliente nel caso, in cui le righe sono molto larghe ed il campo magnetico relativamente debole. Occorre un campo intenso, perchè restino evidenti le vibrazioni elittiche poco appiattite e le vibrazioni circolari.

Non si può spingere più oltre la spiegazione dei fenomeni, giacchè per arrivare ai minuti dettagli o a calcoli numerici, occorrerebbe conoscere la legge secondo la quale l' assorbimento e le fasi β ed α variano colla lunghezza d' onda e, queste ultime, colla intensità del campo magnetico.

Per ultimo farò notare una conseguenza, alla quale conducono le ipotesi ammesse. Se, dopo che la luce ha attraversato la fiamma posta nel campo magnetico, la si fa passare attraverso ad una seconda fiamma identica alla prima, e posta in un campo magnetico di intensità eguale a quella del primo ma di direzione contraria, si trova per la vibrazione emergente:

$$x = 0, \qquad y = (1 - h_1)(1 - h_2) \operatorname{sen} (\theta - \alpha - \beta) ,$$

e cioè la vibrazione è rettilinea e parallela alla vibrazione incidente.

Discutendo, analogamente a quanto si è fatto più sopra, queste formole, si riconosce tosto, che nello spettro modificato e con analizzatore parallelo al polarizzatore, si vedrà lo stesso sdoppiamento, come se l' esperienza si fosse eseguita con luce naturale. Si avrà cioè il fenomeno inverso di Zeeman, liberato dagli effetti dovuti al potere rotatorio magnetico. Girando poi l' analizzatore non si otterrà altro effetto che quello di spegnere gradatamente l' intero spettro.

Ho tentato di verificare questa conseguenza, facendo percorrere alla luce, mediante specchi, due volte in sensi contrari il campo magnetico, obbligandola però, fra l' una e l'altra,

ad attraversare due volte una lamina quarto-d'onda debitamente orientata. Ma stante le perdite d'intensità inevitabili, non posso dire di avere ottenuto la desiderata conferma.

BREVE REPLICA ALLA RISPOSTA DEL DOTT. ERCOLINI [1],
di TITO MARTINI.

Non ho mai messo in dubbio le conclusioni del Dott. Ercolini che sono evidentissime; volli invece giustificare una mia affermazione. Nelle ricerche sperimentali, da me fatte, usai un peso d'acqua costante raccolto nello spazio anulare del calorimetro; e versando sulla polvere un peso variabile di liquido, misurai il calore svolto dall'azione dei due corpi che è capace di produrre un riscaldamento T. Perciò i numeri, registrati nelle mie tabelle, non rappresentano la totalità dell'effetto, ma quello indicato dal prodotto M $(t_1 - t)$, dove M è la massa d'acqua, compresovi il calorimetro ridotto in acqua, t la temperatura iniziale e t_1 quella finale. Per ottenere l'effetto totale, di cui parlo a pag. 35 della mia Memoria, bisognerebbe aggiungere, al prodotto precedente, l'altro $(pc + p_1 c_1)$ $(t_1 - t)$ dove p e p_1 sono i pesi della polvere e del liquido versato [2]), c e c_1 le loro capacità termiche e ciò nella ipotesi che queste abbiano conservato il loro valore. Posto $t' - t = \theta$, l'espressione

$$M\,\theta + (pc + p_1 c_1)\,\theta = Q = pk\,,$$

viene a coincidere con quella del Dott. Ercolini.

Ho creduto conveniente di chiarire questo punto perchè forse vi fu equivoco nella interpretazione dei miei risultamenti. Non è dunque erroneo quanto affermai a pag 33; piuttosto, cosiffatta affermazione, si potrebbe ritenere superflua.

Per non abusare dello spazio gentilmente concessomi fo punto e ringrazio il Dott. Ercolini di essersi occupato con tanto interesse delle mie ricerche.

Venezia, Luglio 1899.

---

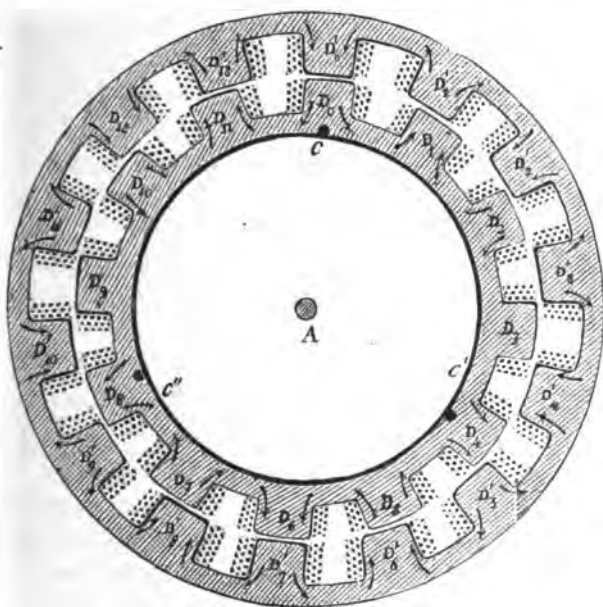
1) N. Cimento, Giugno 1899.

2) Il liquido da versare stava raccolto in una provetta di vetro, a pareti sottili, tenuta per parecchie ore nell'acqua del calorimetro.

STUDI SU DI UNA CLASSE DI DINAMO A CORRENTI CONTINUE.

Sunto del Prof. FORTUNATO FLORIO.

In una Nota inserita nel numero del 1.° Marzo e in quello del 1.° Aprile 1899 dell' *Elettricista* ho esposto uno studio su di una classe di dinamo a correnti continue di costruzione semplice e solida; in tali dinamo, specialmente perchè si realizza nelle spire indotte una frequenza più grande che non nelle comuni multipolari, si riscontra a parità di condizioni una potenza molto superiore a quella di queste ultime, ed io perciò ritengo che per loro mezzo si possano risolvere problemi importantissimi.

Uno dei tipi da me descritti è quello rappresentato in sezione trasversale dalla figura qui unita: le parti in ferro sono

cilindriche, hanno per direttrici i contorni delle regioni tratteggiate e le generatrici uguali fra loro.

Il pezzo esterno (induttore) presenta un numero pari di denti, che indicherò con $2m$, uguali fra loro ed uniformemente distribuiti; il pezzo interno (indotto) ne ha invece $2m-2$ uguali pure fra loro ed uniformemente distribuiti. Su tali denti sono rispettivamente avvolte le spirali elementari induttrici e quelle indotte, essendo quelle di ciascuna delle 2 serie uguali fra loro ed avvolte in guisa che si cambi di senso nel passare da una alla successiva; la spirale totale indotta si chiude su se stessa, mentre la induttrice ha i suoi capi liberi, per i quali si può quindi mandare delle correnti, che genereranno nei denti dell'induttore dei pezzi polari alternativamente nord e sud. Il collettore, fissato all'albero di rotazione dell'indotto rappresentato in sezione dal cerchietto A, ha $2m(m-1)$ lamine: i successivi tratti di unione delle spirali elementari indotte comunicano con $2m-2$ lamine successive, ed in seguito le comunicazioni tra i primi e le rimanenti lamine si ripetono, cosicchè ogni tratto viene a comunicare con m lamine del collettore equidistanti; le spazzole poggiano sul collettore in guisa da toccare 2 lamine collegate con 2 tratti di unione delle spirali indotte opposti, e dove lo richiede la commutazione.

Ho dimostrato in detta nota che, indicando con n il numero di spire dell'indotto, con F_0 il flusso massimo che attraversa un dente dell'indotto, con N il numero dei giri al secondo che l'indotto fa rapporto all'induttore (quest'ultimo potendosi far ruotare in senso opposto al 1.°) la dinamo ha la f. e. m. a circuito aperto:

$$E = 2\,m\,n\,F_0\,N\,10^{-8} \text{ volta.}$$

Per verificare sperimentalmente questa formula mi son costruito un piccolo modello del peso di una diecina di chilogrammi appartenente ad un tipo pure descritto nella mia Nota e sostanzialmente non diverso da quello descritto sopra. In esso l'indotto ha 12 denti e l'induttore 14, ciascuna spirale elementare ha 100 giri di filo del diametro di 1 mm. Adottando l'induzione magnetica massima di 1000 unità (C G S) ho avuto, quando l'indotto faceva 300 giri al minuto 4 volta circa come f. e. m. a circuito aperto: la verificazione rigorosa a-

vrebbe richiesto che avessi avuto 5,49 volta, ma la divergenza non tanto forte io ho attribuita alle imperfezioni del modello in gran parte da me stesso costruito. A circuito chiuso, adottando l'eccitazione indipendente, ho avuto delle correnti abbastanza intense; disponendo in serie la dinamo e mandandoci una corrente di qualche ampère, l'indotto si è messo rapidamente a girare.

Poniamo di avere una dinamo del tipo descritto ed un'altra bipolare comune con armatura ad anello limitata da una superficie uguale con approssimazione a quella che limita l'indotto della 1ª: il numero delle spire indotte sia uguale, la sezione trasversale dell'indotto della 2ª, che indicherò con s, uguale a quella di un dente dell'indotto della 1ª: adottando la stessa induzione magnetica massima I, e la stessa velocità angolare, avremo per espressioni delle f. e. m. a circuito aperto rispettivamente:

$$E = 2\,m\,n\,s\,I\,N\,10^{-8} \text{ volta}, \qquad E' = 2\,n\,N\,s\,I\,10^{-8} \text{ volta};$$

da cui:

$$E = m\,E'.$$

Ma nella 1ª avremmo potuto adottare un'induzione magnetica massima maggiore che nella 2ª, a causa della piccola lunghezza del suo interferro; avremmo potuto assegnare al numero delle sue spire indotte un valore molto maggiore di quello della 2ª, e ciò per la forma dello spazio riservato alle spire indotte; l'induttore della 1ª è poi dello stesso ordine di peso di quello della corrispondente armatura e può facilmente farsi ruotare in senso opposto a questa ultima, per cui avremmo potuto adottare nella 1ª formula un valore maggiore per N.

Quantunque nelle nostre dinamo si trovino molti circuiti magnetici la spesa d'eccitazione non è tanto forte, giacchè l'interferro vi è corto; la costruzione presenta una semplicità credo maggiore di quella di una comune bipolare, ed è chiaro che non vi sia difetto di solidità; l'isolamento delle spire indotte può farsi eccellente come negli alternatori; i guasti vi sono difficili e per l'indipendenza delle spirali indotte facil-

mente accomodabili; la costruzione del collettore non è, come ho potuto constatare, di quella complicazione che le si attribuirebbe a prima vista. Lo studio delle nostre dinamo a circuito chiuso presenta parecchie difficoltà e di certo per fare un paragone colle comuni sarebbero necessari dei dati dedotti da modelli ben costruiti; per mancanza di mezzi non ho potuto far questo, che sarebbe di certo di grande importanza.

Relativamente alla scintillazione al collettore ho osservato che, rendendo sufficientemente grande il numero degli ampère-giri delle spirali induttrici, essa può divenire abbastanza piccola; ho indicato un artifizio per renderla ancora più debole; come conseguenza l' angolo di calettamento è pure piccolo.

Ho descritto poi altri tipi di dinamo della classe da me studiata; così p. e. ho detto che da ogni tipo di alternatore, avente le coppie di poli induttori uguali fra loro ed ugualmente disposte, si può dedurre un tipo di dinamo a correnti continue coll' aumentare o diminuire di 1 il numero delle spirali indotte (che dovrebbero poi essere distribuite uniformemente) e coll' assegnare al collettore un numero di lamine date dal prodotto del numero delle coppie di poli induttori per quello delle spirali indotte; che se il campo induttore utile dell' alternatore avesse il flusso magnetico diretto alternativamente in un senso e nell' opposto, basterebbe aumentare o diminuire di 2 il numero delle spirali indotte ed assegnare al collettore un numero di lamine dato dal semi prodotto del numero di coppie di poli induttori per quello delle spirali indotte.

Dalle considerazioni avanti esposte e da altre su cui per brevità non m' intrattengo mi è parso di poter concludere che le nuove dinamo hanno a parità di condizioni una potenza molto superiore a quelle delle comuni adoperate che per mezzo loro si possono praticamente raggiungere delle f. e. m. e delle potenze superiori assai a quelle che sinora si sono avute; che per mezzo loro si può risolvere il problema della trasmissione dell' energia per correnti continue. Osserverò solo che nelle moltipolari non si può praticamente fare il numero dei poli dello stesso ordine di grandezza di quello dei denti dell' in-

duttore descritto. Le dinamo di cui mi sono occupato, possono funzionare da potenti motori.

Finisco esprimendo la speranza che la classe di dinamo da me studiata possa con vantaggio entrare nella vita industriale.

SULLO SMORZAMENTO DELLE VIBRAZIONI IN UN RISONATORE ACUSTICO.

Nota di A. POCHETTINO [1]).

Scopo di questa Nota è di esporre alcuni risultati ottenuti determinando il comportamento del coefficiente di smorzamento e del decremento logaritmico delle vibrazioni in un risonatore acustico in alcuni casi particolari, e precisamente:

I. Quando si vari la forma dell' apertura del risonatore lasciandone invariata l' area;

II. Quando si munisca detta apertura di orli di varia grandezza.

III. Quando si vari la distanza fra risonatore ed eccitatore.

Il metodo adoperato per determinare questo smorzamento è quello del Leiberg [2]) che non è in fondo che una modificazione di quello usato dal Bjerknes per determinare lo smorzamento nei risonatori elettrici.

Ecco in poche parole il principio su cui si fonda:

Si consideri un risonatore di volume variabile eccitato da una sorgente esterna capace di compiere vibrazioni sinusoidali della forma $F \cos b t$ d' intensità costante (per es. la cassetta di risonanza di un diapason elettromagnetico convenientemente eccitato); l' equazione del movimento della massa d' aria contenuta nel risonatore, attraverso l' apertura del medesimo sarà: [3])

$$(1) \qquad \frac{1}{c}\frac{d^2X}{dt^2} + K\frac{dX}{dt} + \frac{a^2}{v}X = F\cos b t ,$$

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, vol. 8, 1 sem., serie 5, fasc 5.

2) Bull. de la Soc. phys. chim. russe, 1896.

3) Rayleigh, Théorie des Schalles, § 311.

dove $c = 2r$ se l'apertura del risonatore è circolare e di raggio r, e $c = 2\sqrt{\alpha\beta}\left(1 + \frac{e^2}{64} + \ldots\right)$ se l'apertura è ellittica di assi α e β e di eccentricità e, X è la massa d'aria uscente dal risonatore in un dato istante, a è la velocità di propagazione del suono nell'aria, v è il volume del risonatore nell'istante che si considera, K è il coefficiente di smorzamento.

L'integrale generale della (1) ci rappresenta il movimento della massa d'aria nel risonatore come la sovrapposizione di due movimenti, il primo corrispondente al tono proprio del risonatore, il secondo corrispondente al tono eccitato in esso dalla sorgente esterna. Le vibrazioni di questo tono corrispondono ad un'equazione della forma:

$$X = \frac{F \cos(b\,t + \alpha)}{\sqrt{\left(\frac{a^2}{v} - \frac{b^2}{c}\right)^2 + b^2 k^2}},$$

dove

$$\alpha = \text{arc tang} \frac{b\,k}{\frac{a^2}{v} - \frac{b^2}{c}},$$

Si faccia ora variare il periodo di vibrazione del risonatore mutandone per es. le dimensioni e lasciando fisso tutto il resto, e invece della massa X d'aria uscente dal risonatore si consideri la corrispondente variazione nella pressione esercitata sul fondo del risonatore, variazione periodica che sarà della forma $P \cos(b\,t + \alpha)$.

Se ora si chiamano p e p_0 le pressioni esercitantisi fondo rispettivamente quando il risonatore è in quiete e qua[ndo] il risonatore è in moto, si ha:

$$p_0 - p = P \cos(b\,t + \alpha),$$

donde ricavando P e tenendo presente che

$$p - p_0 = -\frac{a^2 X}{v},$$

si ottiene

$$P = \frac{a^2 F}{\sqrt{\left(a^2 - \frac{b^2 v}{c}\right)^2 + b^2 k^2 v^2}},$$

Riguardando ora P come funzione della sola v, giacchè le altre quantità sono costanti, si ha come massimo di P

$$P_M^2 = \frac{F^2 \frac{a^2}{c}}{k^2 v_0},$$

se con v_0 s' indica il volume del risonatore cui corrisponde P_M. Allora si avrà:

$$\frac{P^2}{P_M^2} = \frac{\frac{k^2 c^2}{b^2}}{\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)^2 + \frac{k^2 c^2}{b^2}},$$

donde

$$(2) \qquad k^2 = \frac{\frac{b^2}{c^2}\left(1 - \frac{v}{v_0}\right)^2}{\left(\frac{P_M}{P}\right)^2 - 1}.$$

Avuta dalla (2) la K ossia il coefficiente di smorzamento, si ottiene da questo il decremento logaritmico delle vibrazioni γ mediante note formule.

Per usare la (2) alla determinazione di K la questione è ridotta alla determinazione dei rapporti $\frac{P_M}{P}$ e $\frac{v}{v_0}$. Il risonatore che si è studiato è un risonatore cilindrico König capace di dare a mezzo tiraggio il la_3. Lungo una generatrice del pezzo mobile venne incisa una graduazione in millimetri, mediante cui si faceva senz' altro la determinazione del rapporto $\frac{v}{v_0}$.

Per la determinazione del rapporto $\frac{P_M}{P}$ si usavano le indicazioni di un manometro a specchio, analogo a quello del Wien, incollato sul fondo del risonatore. Dallo specchietto di questo manometro veniva riflessa su una scala micrometrica nell'oculare di un cannocchiale l' immagine di un punto luminoso. Quando il risonatore era in quiete sulla scala micrometrica si vedeva un punto luminoso che, quando il risonatore invece agiva, si mutava in una striscia di lunghezza proporzionale alla quantità P.

Il diapason, la cui cassetta di risonanza funzionava da sorgente esterna era un la_3 elettromagnetico convenientemente eccitato da un accumulatore.

Le osservazioni si conducevano così. Si dava al risonatore il tiraggio minimo e si osservava corrispondentemente la lunghezza della striscia luminosa prodotta dal vibrare dello specchietto del manometro, quindi si facevano variare le dimensioni del risonatore, finchè, passato il massimo di risonanza, si ritornava a una lunghezza della striscia luminosa eguale a quella iniziale. Per calcolare poi il coefficiente di smorzamento si portavano sull' asse delle ascisse i volumi del risonatore o meglio le sue successive lunghezze, e sulle ordinate le lunghezze della striscia luminosa di cui si parlò, lunghezze che sono proporzionali alle ampiezze delle vibrazioni corrispondentemente eccitate nel risonatore. Unendo i punti così ottenuti si aveva una curva cosiddetta di risonanza sulla quale si calcolava il coefficiente di smorzamento nel seguente modo:

Si notava il volume v_0 del risonatore cui corrispondeva l' ordinata massima P_M, e quindi si calcolavano sulla curva i due volumi v_1 e v_2 del risonatore corrispondentemente ai quali la quantità P assumeva il valore $\frac{1}{2} P_M$; si avevano così due valori del coefficiente K la cui media dava il valore cercato.

Dai risultati ottenuti munendo il risonatore di un foro circolare o di fori ellittici di uguale area, applicando a questi fori orli differenti, e variando la distanza fra risonatore ed eccitatore, si può concludere:

I. Crescendo il diametro dell' orlo il coefficiente di smorzamento diminuisce, ossia in primo luogo il risonatore è più che mai capace di rinforzare un tono identico al proprio ed è meno sensibile pei toni che, pur essendo prossimi al medesimo, ne differissero un poco; in secondo luogo le vibrazioni nel risonatore (se una volta eccitata la sorgente esterna tacesse) durerebbero più a lungo. Corrispondentemente all' accrescimento del diametro dell' orlo le curve di risonanza si costipano, ossia s' innalzano e si restringono.

II. Anche col crescere la distanza fra eccitatore e risonatore, il coefficiente di smorzamento diminuisce e quindi si hanno le stesse conseguenze come al numero I.

III. I coefficienti di smorzamento sono sensibilmente uguali pei fori ellittici e in genere poco differenti dai corrispondenti pel foro circolare; anzi con alcuni orli si può ritenere vi sia l'eguaglianza.

IV. Anche in questo risonatore, come già notò il Leiberg per i suoi, dalla piccolezza del coefficiente di smorzamento delle vibrazioni si rileva come l'intervallo fra tono proprio e tono del massimo di risonanza sia poco differente da $\frac{885}{886}$, limite, secondo Helmholtz, della percettibilità.

LIBRI NUOVI.

LA THÉORIE DE MAXWELL ET LES OSCILLATIONS HERTZIENNES,

par H. POINCARÉ.

(Georges Carré e C. Naud, éditeurs, Paris).

È un libretto di circa 80 pagine.

In esso l'A. ha trattato un così importante argomento in modo facile e popolare, escludendo l'analisi e conservando ciò non ostante la massima esattezza.

Dopo di aver dimostrato con una serie di paragoni, che i fenomeni di elettrostatica e di elettro-dinamica obbediscono alle stesse leggi che regolano i fenomeni meccanici, viene successivamente a parlare dei rapporti che esistono tra la luce e l'elettricità, della teoria di Maxwell, delle oscillazioni elettriche, delle esperienze di Hertz, dei vari modi di osservazione delle onde elettriche, del loro modo di propagazione e in fine delle onde a breve periodo e dell'imitazione dei fenomeni ottici.

Il libro è denso e concettoso, in esso si trovano rammentate e discusse le più importanti esperienze, anche recentissime, sui vari argomenti di cui tratta.

La chiarezza con cui è scritto, il modo popolare e la precisione con cui son trattate le varie parti, fanno sì che esso costituisca un'opera veramente pregevole.

L. MAGRI.

PRÉCIS DE PHYSIQUE INDUSTRIELLE,

par le Professeur H. PÉCHEUX.

(Paris, Librairie J. B. Baillière et fils).

Questo volumetto edito con molta eleganza è dedicato agli allievi delle scuole industriali e di commercio. Però per la sua semplicità e chiarezza, resa ancor più grande da numerosissime figure, può essere di molta utilità a chiunque voglia rendersi ragione dei fenomeni che spesso si osservano nella vita pratica e che voglia conoscere le più importanti applicazioni della fisica.

Nella prima parte l'A. espone le nozioni fondamentali della fisica, servendosi nelle dimostrazioni del solo metodo sperimentale. Sono rese molto semplici e chiare le descrizioni degli apparecchi e di tutte quelle macchine che specialmente sono impiegate nelle industrie.

Nella seconda parte tratta delle principali applicazioni all'industria delle varie parti della fisica, estendendosi maggiormente sopra quelle dell'elettricità. Espone tutte le numerose e svariate applicazioni della corrente elettrica, e tutte le più recenti scoperte fra le quali il telegrafo senza fili, il grafofono ed i raggi Röntgen.

P. G. MELANI.

TRAITÉ DE MONOGRAPHIE

di MAURICE D'OCAGNE.

(Un volume in 8, 480 pag. con 177 fig. e una tavola. Prezzo L. 14. Rilegato in cuoio L. 17. — Gauthier-Villars, Parigi, 1899).

Questo trattato contiene estesamente sviluppata la teo[illegible] della rappresentazione grafica delle equazioni a più variab[illegible]i in vista della costruzione degli abbachi.

I diversi tipi usuali di abbachi formano l'oggetto di st[illegible] abbastanza completi, resi più facili da numerosi esempi prat[illegible]ci

A base della teoria è posta la nozione di *scala d' una fun-zione*, che l'A. approfondisce subito per applicarla nel capitolo

primo alla rappresentazione delle equazioni *a due variabili.* Per le equazioni *a tre variabili* s' offre subito un modo assolutamente generale di rappresentazione che è studiato nel capitolo secondo e che dà luogo agli abbachi cosiddetti *a incrociamento.* Questi abbachi sono, per ogni equazione, suscettibili di una infinità di varianti, fra le quali la teoria insegna in ogni caso a discernere quelle più semplici. La cosa migliore, quando si può, è di ricorrere a semplici linee rette. È a questo scopo che interviene il principio dell' *anamorfosi* immaginato da Lalanne e generalizzato da Massau. L'A. fa vedere inoltre il partito che, per migliorare un abbaco a rette incrociate, si può trarre dal principio dell' omografia.

Un altro principio, quello della *dualità*, ha pure permesso all'A. di proporre un nuovo tipo di abbaco detto *ad allineamento,* d' un impiego estremamente generale e che offre, dal punto di vista pratico, i più grandi vantaggi. A questo tipo di abbaco è consacrato il capitolo terzo.

Il capitolo quarto è riservato ad un' applicazione generale dei principi precedenti al calcolo dei profili di rinterro e di sterro.

A partire da quattro variabili non esiste più un modo di rappresentazione applicabile a una equazione qualunque ; ma impiegando, sia *gli elementi,* punti o linee, *sovrapposti,* sia i *sistemi mobili* si arrivano a stabilire dei modi di rappresentazione applicabili a equazioni *a più di tre variabili* di una grande generalità e che comprendono press' a poco tutte quelle che si incontrano nelle applicazioni. I più comuni di essi sono studiati nel capitolo quinto.

Ha grande interesse lo stabilire e il classificare tutti i modi possibili di rappresentazione applicabili alle equazioni *a un numero qualunque di variabili.* Questo problema, di cui la soluzione sintetizza tutta la teoria sviluppata nell' Opera, è completamente risoluto nel capitolo sesto.

M. PANDOLFI.

PREMIERS PRINCIPES DE GÉOMÉTRIE MODERNE,

di ERNEST DUPORCQ.

(Un vol. in 8°, 160 pag. con figure. - Prezzo L. 3. - Gauthier-Villars, Parigi, 1899).

Quest' opera è destinata in modo speciale agli studenti di matematiche pure, ai quali potrà rendere grandi servigi, risparmiando loro la lettura di Opere più voluminose.

Per mettere il lettore in grado di applicare da se stesso i metodi indicati, l' A. ha inserito un gran numero di esempi svariati, scelti specialmente fra i soggetti proposti ai concorsi in questi ultimi anni.

Come indica il suo titolo, questo libro non ha la pretesa d' essere un trattato completo. — È composto di sei capitoli.

Nel primo consacrato ai preliminari, l' A. mette in evidenza il carattere analitico dato alla geometria dall' introduzione degli immaginari e indica le prime nozioni sulle trasformazioni delle figure. Il capitolo secondo tratta delle divisioni e dei fasci omografici o in involuzione e della loro applicazione alla generazione delle curve e delle superfici del secondo grado. Nel capitolo terzo è esposta geometricamente la teoria delle trasformazioni omografiche e correlative sia nel piano che nello spazio. I capitoli quarto e quinto sono consacrati allo studio delle principali proprietà delle coniche e delle quadriche. Nell' ultimo capitolo si trovano le applicazioni delle trasformazioni omografiche e correlative, uno studio geometrico dell' inversione e delle curve piane anallagmatiche; infine interessanti sviluppi sulle trasformazioni quadratiche piane. L' A. termina con un' esposizione puramente geometrica della trasformazione dovuta a Lie, che associa fra loro le rette e le sfere.

M. PANDOLFI.

RIVISTA

Annales de Chimie et de Phys.

VII serie, T. XVI-XVII, Gennaio a Giugno 1899.

BERTHELOT. *Azioni chimiche esercitate dall' effluvio elettrico* (pp. 5-103). — È una serie di sette memorie i risultati principali delle quali sono i seguenti:

1° L' equilibrio finale di un corpo assoggettato all' azione dell' effluvio elettrico è determinato dalla formazione di composti a molecole condensate, solide o resinose, cattivi conduttori dell' elettricità. Quando il composto iniziale è debolmente idrogenato, tutti i gas possono rimanere assorbiti; mentre che se è più ricco in idrogeno, una porzione più o meno grande di quest' ultimo si libera.

2° Quando l' effluvio agisce su composti organici ternari gli effetti sono più complessi. Se il composto è ricco in ossigeno si forma dell' ossido di carbonio, dell' acido carbonico e dell' acqua; se è azotato, in generale assorbe azoto allo stato di derivato ammoniacale.

3° L' ossido di carbonio e l' acido carbonico, reagendo sur un eccesso d' idrogeno, si condensano, sotto l' influenza dell' effluvio elettrico, in idrato di carbonio.

4° Nella reazione degli ossidi di carbonio e dell' idrogeno, sotto l' influenza dell' effluvio, se l' idrogeno fa in parte difetto, si ottengono dei composti condensati più ossidati.

5° Quando, nel corso di queste reazioni, si forma dell'acqua libera, come prodotto normale della fissazione dell' azoto sugli elementi dell' acqua, si forma l' azotito d' ammoniaca.

6° I carburi acetilenici si cambiano in polimeri condensati, senza notevole perdita d' idrogeno.

7° I carburi etilenici si polimerizzano, ma perdono una dose di idrogeno rispondente ad una frazione d' equivalente per molecola di carburo.

8° I carburi formenici perdono di più 2 atomi d' idrogeno per molecola.

9° Gli alcoli fissano l' azoto formando composti condensati di natura amidea e specialmente alcalina.

10° Questa fissazione d'azoto è accompagnata, nel caso degli alcool della serie grassa, da una perdita di idrogeno di 2 atomi per gli alcool etilico e propilico, e di 1 solo atomo per il metilico che fa eccezione.

11° I fenoli fissano l'azoto e non perdono idrogeno in proporzioni notevoli.

12° Le aldeidi fissano l'azoto formando composti condensati dell'ordine dei derivati ammoniacali delle aldeidi. Questa fissazione provoca delle perdite d'idrogeno piccole.

13° Gli acidi organici in generale fissano l'azoto.

14° Nel caso di acidi, questa fissazione si effettua con perdite d'idrogeno nulle o quasi.

15° In generale l'ossigeno rimane totalmente fissato nei composti solidi o liquidi.

16° La maggior parte dei composti organici azotati fissano una nuova dose d'azoto, qualunque sia la funzione di questi composti.

17° I composti che si collegano alla serie grassa perdono dell'idrogeno nello stesso tempo che fissano dell'azoto.

FABRY CH. e PEROT A. *Teòria e applicazioni d'un nuovo metodo di spettroscopia interferenziale* (pp. 115-144). — Il metodo di spettroscopia esposto dagli A. riposa, come quello di Michelson, sull'osservazione delle frange d'ordine elevato, ma ne differisce per questo che le onde interferenti, invece di essere due sole, sono in numero infinito; ciò che avvicina i fenomeni che essi osservano a quelli che dà un reticolo. Descrivono poi lo strumento fatto costruire, e come applicazione studiano alcune radiazioni emesse dai vapori metallici portati all'incandescenza con la scarica d'un rocchetto.

DITTE A. *Sulle proprietà dell'alluminio* (pp. 152-162). — L'A. dimostra che l'alluminio non è un metallo inalterabile come comunemente si crede; e, lungi dal resistere alla maggior parte degli agenti chimici, esso subisce la loro azione con facilità; ma è notevole per l'opposizione che esiste fra le sue qualità reali e le sue proprietà apparenti. In virtù dell'estrema facilità con la quale si ricuopre di strati protettori gassosi o solidi, fra lui e i liquidi nei quali s'immerge non c'è che un contatto estremamente imperfetto che può facilmente togliersi. Bisogna dunque preoccuparsi, nelle applicazioni alla fabbricazione dei vasi da cucina, delle alterazioni più o meno intense che può subire questo metallo.

RAOULT F. M. *Crioscopia di precisione. — Applicazione ad alcune soluzioni acquose* (pp. 162-220). — È una lunga memoria nella quale sono diligentemente descritte tutte le cure minuzio-

sissime che devono prendersi in questo genere di ricerche molto delicate, sia nella scelta e studio dei termometri, sia nella forma del refrigerante che in quella della provetta crioscopica e dell'agitatore, sia nel condurre le esperienze. Sono discusse tutte le cause d'errore con grandissima cura. L'A. infine applica il metodo descritto allo studio delle soluzioni acquose di zucchero di canna, alcool e cloruro di potassio; confronta poi i suoi risultati con quelli ottenuti da altri sperimentatori.

De Coppet L. C. *Sulla congelazione dei miscugli d'acido acetico e di acqua e sulla solubilità reciproca di questi due corpi* (pp. 275-288). — In una loro memoria il Paternò e il Montemartini suppongono, fra le altre, che ogni miscuglio di acido acetico e di acqua abbia un solo punto di congelazione. L'A. con accurate esperienze dimostra che la congelazione dei miscugli d'acido acetico e di acqua non può essere rappresentata da una sola curva continua, ma sivvero da due curve che si tagliano e si prolungano al di là del loro punto d'intersezione, fino a certi limiti che per ora è impossibile determinare.

Perot A. e Fabry C. *Metodi interferenziali per la misura dei grandi spessori e il confronto delle lunghezze d'onda* (pp. 289-338). — Ogni misura interferenziale di lunghezza comprende la determinazione del numero di lunghezze d'onda contenute nella grandezza da misurare, o praticamente la determinazione del numero d'ordine d'una frangia. Questa determinazione presenta serie difficoltà quando questo numero è grande, ciò che avviene allorchè le lunghezze da misurare non sono piccolissime. Vari artifizi si sono fino ad ora adoprati, fondati tutti sull'uso di più radiazioni semplici. Gli A. descrivono un metodo applicabile alle frange a parte brillante che danno le lamine di aria di cui le faccie hanno un potere riflettore elevato (lame argentate). È anch'esso fondato sull'uso di un certo numero di radiazioni semplici, ma grazie alle proprietà speciali dell'apparecchio interferenziale usato, queste radiazioni possono adoprarsi contemporaneamente. L'osservazione si riduce all'esame dell'aspetto del fenomeno, senza alcun apparecchio di misura. Per di più, con osservazioni quasi identiche a quelle che servono a determinare i numeri d'ordine delle frange, si possono confrontare le lunghezze d'onda. Il metodo ideato per determinare il numero d'ordine conduce immediatamente alla determinazione d'una grossezza.

Gli A. descrivono anche un metodo, fondato sull'uso delle frange a luce bianca, che permette di copiare una grossezza e poi di misurarla. Lo stesso metodo permette di raddoppiare, triplicare

ecc. una grossezza, e quindi di misurare, in lunghezza d'onda, delle distanze di più decimetri.

Non è possibile dare un breve cenno di questi metodi.

BRILLOUIN M. *Teoria molecolare dell' attrito dei solidi levigati* (pp. 433-457). — Si crede comunemente che l'attrito dei solidi sia inesplicabile mediante l'azione delle forze centrali, funzioni della sola distanza delle molecole due a due. L'A. si propone di dimostrare che, al contrario, nello strisciamento relativo di due corpi solidi levigati, una parte del lavoro motore si converte in forza viva di movimenti molecolari, impercettibili come movimenti, percettibili come calore.

L'esempio più comune di conversione di lavoro motore in movimento oscillatorio è quello del porre in movimento un ago calamitato M sospeso ad un filo di torsione, o soggetto all'azione direttrice della terra, mediante lo spostamento lento di una calamita A, secondo un certo cammino, riportandola poi alla posizione primitiva con la stessa orientazione.

Se il cammino descritto da A è assai lontano da M, questo, deviato, ritorna, insieme con A, alla sua orientazione iniziale senza velocità.

Se il cammino percorso da A si avvicina molto ad M, questo prima è deviato, segue gli spostamenti di A, e la stabilità del suo equilibrio si accresce, passa per un massimo, poi decresce e si annulla.

Allora M si precipita verso una nuova posizione d'equilibrio stabile, si mette ad oscillare e seguita mentre si riporta A alla sua posizione iniziale.

Il lavoro totale speso per muovere A lungo un cammino chiuso è nullo nel primo caso; nel secondo caso ha un valore variabile col cammino percorso e ugnale all'energia oscillatoria comunicata ad M.

La descrizione di questa esperienza basta per formulare il seguente principio:

« Un sistema meccanico isolato, soggetto a deformazioni lente e che si possono credere reversibili finchè non si esamina la stabilità degli stati d'equilibrio la successione dei quali costituisce ciclo, diviene la sede di fenomeni irreversibili, allorchè il ciclo comprende degli stati instabili ».

L'energia cinetica che resulta da questi stati instabili ha un segno fisso, indipendente dal senso con cui si percorre il ciclo. Se si trascura di valutare questa energia cinetica, si può credere ad una scomparsa d'una parte di lavoro motore.

L'A. dimostra che questa osservazione dà la spiegazione dell'attrito dei solidi, stabilendo che gli effetti s'accumulano con la ripetizione d'un medesimo ciclo parzialmente instabile.

Lafay A. *Sulla polarizzazione della luce diffusa dal vetro spulito* (pp. 503-562). — L'A. si propone di studiare più minutamente di quanto fin qui si è fatto la diffusione della luce polarizzata.

Per superficie diffondente prende quella del vetro variamente spulito.

La Memoria consta di tre capitoli: nel primo l'A. descrive gli apparecchi adoprati, i particolari dei metodi seguiti per analizzare la luce diffusa, la preparazione delle superficie. Per valutare il loro grado di spulimento relativo l'A. ricorre alla misura, un po' incerta, dell'angolo d'incidenza a partire dal quale esse cessano di riflettere distintamente una imagine luminosa.

Nel capitolo secondo l'A. descrive i fenomeni osservati quando si fanno variare i principali elementi da cui dipendono, come il grado di spulimento, l'indice del vetro, l'orientazione del piano di polarizzazione e colore della luce incidente. Questo capitolo non si presta ad un breve riassunto, come non vi si presta il terzo nel quale la diffusione è trattata sotto un aspetto diverso e più teorico.

Dopo avere stabilito delle relazioni generali che riconducono lo studio di questi fenomeni alla determinazione d'un certo numero di parametri fondamentali, l'A. esamina in particolare il caso in cui il raggio diffuso che si considera si trova nel piano d'incidenza. Si serve delle misure fatte in queste condizioni per stabilire dei diagrammi che mettono in evidenza una rassomiglianza inattesa fra la diffusione vitrea e la riflessione regolare sui metalli levigati.

Neyreneuf. *Memoria sui tubi sonori irregolari e conici* (pp. 562-574). — L'A. si propone di studiare le modificazioni che arrecano nei tubi le variazioni delle masse gassose vibranti, e cerca sperimentalmente l'azione sulla risonanza di irregolarità crescenti e decrescenti.

Si sa che la lunghezza di risonanza d'un tubo chiuso cilindrico aumenta quando si mette sul fondo uno strato di grani di piombo, e se la grossezza dello strato aumenta, la lunghezza di risonanza prima aumenta, passa per un massimo, ritorna al suo valore normale, poi decresce fino ad un valore limite. L'A. esamina il fenomeno dell'aumento di lunghezza d'onda, mediante tubi cilindro-conici che permettono di operare con masse regolarmente crescenti o decrescenti.

DEWAR JAMES. *Sul punto d' ebollizione dell' idrogeno liquido sotto pressione ridotta* (pp. 5-12). L' idrogeno liquido, come gli altri liquidi, deve bollire ad una temperatura tanto più bassa quanto la pressione sotto la quale è volatilizzato è più debole. L'A., fondandosi sui dati ottenuti da un termometro a filo di platino in altre sue misure sul punto d' ebollizione dell' idrogeno, trova due formule dalle quali si deduce che l' ebollizione sotto 25 mm. di pressione deve ridurre il punto d' ebollizione di 10° C., essendo il punto d' ebollizione assoluto dell' idrogeno, alla pressione atmosferica, 35°. Le esperienze istituite in proposito hanno presentato delle grandissime difficoltà dovute sia alla conducibilità pel calore dei conduttori, sia all' inefficacità dell' isolamento calorifico e al solidificarsi dell' aria sul filo termometrico. Trova che quando il termometro a resistenza di platino arriva ad una resistenza limite, a circa 35° assoluti, come pure a temperature inferiori, non cambia più di resistenza. Con un filo di lega platino-rodio il fatto non si è verificato, ciò che può spiegarsi pensando che la lega rodio-platino diminuisce meno rapidamente e resta molto più grande di quella del platino in condizioni simili, e perciò la curva di resistenza devierà meno di quella del platino dalla linea retta. L'A. ripete l' esperienza con un termometro a idrogeno, a volume costante e sotto debole pressione. Sicchè ha tre determinazioni pel punto d' ebollizione dell' idrogeno: con una resistenza di platino puro, trova 35° assoluti; con la lega rodio-platino, 27°; col termometro a idrogeno 21°. Pare risulti che il punto d' ebollizione dell' idrogeno è realmente più basso di quello che fin qui credevasi.

DEWAR JAMES. *Applicazione dell' idrogeno liquido alla produzione dei grandi vuoti e loro esame spettroscopico* (pp. 12-22). — Per produrre dei vuoti molto spinti l'A. immerge l' estremità del tubo che deve vuotarsi nell' idrogeno liquido; l' aria in esso contenuta gela e non resta nel recipiente alcuna pressione apprezzabile, tanto che esso presenta una grande resistenza al passaggio della scarica, e il vetro ha un' alta fosforescenza. L'A. esamina allo spettroscopio vari tubi preparati in tal modo, ed in alcuni trova la riga del nuovo elemento al quale Ramsay ha dato il nome di *neon;* in altri trova le due linee del *cripton.* Con questo metodo si possono rintracciare tutte le materie più volatili contenute nell' atmosfera.

CROVA A. *Nota sull' attinometro a alcool* (pp. 22-38). — L'A. descrive minutamente molti perfezionamenti portati al suo attinometro ad alcool, il quale, così perfezionato, permette di fare in poco tempo molte osservazioni, e quindi con esso si può seguire

fluttuazione della radiazione solare e costruire le curve orarie delle calorie. Si può giungere ad un' approssimazione di 1 e anche di 0,5 per 100 quando si fa uso di tutte le correzioni indicate dall'A.

MASCART E. e BENARD H. *Sul potere rotatorio dello zucchero* (pp. 125-144). — Incaricati dalla Commissione degli zuccheri ed alcool gli A. hanno intrapreso un diligentissimo studio per determinare, con tutta l' esattezza possibile, la quantità di zucchero che deve contenere una soluzione condotta al volume di 100 c^3, perchè questo liquido, osservato in un tubo di 20 cm. di lunghezza produca una rotazione determinata del piano di polarizzazione. Le conclusioni a cui giungono sono le seguenti:

1) La soluzione che contiene gr. 16,29 di zucchero a 20° in 100 c^3 produce la rotazione normale (21°,67).

2) Una prima causa di errore proviene dalla poca esattezza dei recipienti graduati, che convien sempre verificare trascurando la dilatazione del vetro che porterebbe solo all' errore di $^1/_{2000}$ per una variazione di temperatura di 20°.

3) Il volume della soluzione deve misurarsi ad una temperatura prossima ai 20°; per una differenza di $\pm 2°$, l' errore è inferiore a $^1/_{1000}$. Bisogna spesso verificare la posizione di zero.

4) La misura della rotazione deve farsi a 20°. Deve agitarsi bene il liquido avanti l' osservazione, proteggere l' apparecchio contro l' irraggiamento della fiamma, e determinare la temperatura con un termometro sdraiato sotto il tubo contenente la soluzione.

5) Il grado saccarimetrico osservato è troppo debole o troppo forte secondo che la temperatura è superiore o inferiore a 20°, e la correzione è di circa 0,00045 per grado.

6) Usando polarimetri che contengono solo un cristallo di bicromato di potassio per purificare la luce, si commette l' errore di $^1/_{1000}$ in meno sulla lettura: basterà dunque aggiungere questa frazione alla cifra ottenuta.

LEDUC A. *Alcune applicazioni dei volumi molecolari* (pp. 173-196). — Nelle sue ricerche anteriori sui gas l'A. ha sostituito alla formula dei gas perfetti l' altra applicabile ai gas reali:

$$M p v = R T \varphi ,$$

che fa intervenire il principio d'Avogadro-Ampère come legge limite, dove R è lo stesso per tutti i gas cioè 8313.10^4 C. G. S. se si prende per l' ossigeno M = 32, e se si contano le temperature da — 273°,2 C. La funzione φ è detta *volume molecolare.* Ha poi mostrato, in particolare, che si possono calcolare i volumi

molecolari φ, i volumi specifici v, e le densità D rispetto all'aria dei gas e vapori mediante le formule:

$$\varphi = \frac{10^4 - y}{10^4 + (e-1)z + (e-1)^2 u}\,; \quad v = \frac{RT}{Mp}\varphi\,; \quad D = \frac{1}{28{,}973}\,\frac{M}{\varphi}$$

y, z e u essendo funzioni empiriche dell'inversa della temperatura ridotta, ed $e = \frac{1}{76}$ della pressione ridotta.

Nella prima parte di questa memoria l'A. si propone di vedere fino a qual punto la prima formula può estrapolarsi e la applica ad esperienze eseguite sull'isopentano, sull'etere, sul solfuro di carbonio e sul vapore d'acqua, pel quale ultimo giunge a concludere che a misura che ci si avvicina alla saturazione, quando vi siamo molto vicini, si produce una condensazione di natura chimica, cioè un assorbimento d'acqua dai prodotti di decomposizione del vetro.

Nella seconda parte l'A. studia i vapori anomali, cioè quei vapori pei quali la densità trovata sperimentalmente o è inferiore alla teorica, ed allora si ha la dissociazione, o è superiore, e allora si ha polimerazione. Considera la dissociazione del cloro a temperature elevate e dell'ipoazotite, ed infine la polimerazione del vapore d'acido acetico.

G. Ercolini.

The Physical Review. Marzo a Giugno 1899.

Mac Gregor J. G. *Sulla applicabilità della teoria della dissociazione alla elettrolisi di soluzioni acquose contenenti due elettroliti con un ione comune* (pp. 129-140). — Fondandosi sulle ricerche fatte recentemente da alcuni sperimentatori sulla elettrolisi di soluzioni acquose contenenti due elettroliti con un ione comune, l'A. si propone di studiare l'effetto prodotto sullo stato di ionizzazione di un elettrolita in soluzione dall'aggiunta di quantità diverse di un secondo elettrolita. Quantunque le osservazioni siano soggette a grandi errori per la determinazione del coefficiente di ionizzazione, pure in molti casi l'A. ha potuto appurare che l'effetto prodotto sullo stato di ionizzazione di un elettrolita dalla presenza di un altro nella stessa soluzione, è conforme a quello richiesto dalla teoria della dissociazione.

L'A. determina i coefficienti di ionizzazione delle soluzioni complesse indipendentemente dai risultati elettrolitici, calcola la quantità relativa dei singoli ioni trasportati dalla corrente secondo la teoria, e confronta i valori calcolati con quelli osservati. Applica

questo metodo alle soluzioni contenenti KI e KCl; H_2SO_4 e $CuSO_4$; NaCl e HCl; BaCl e HCl.

Thompson J. O. *Sul periodo e decremento logaritmico di un filo vibrante continuamente* (pp. 141-151). — L'A. trova che, contrariamente a quanto fu osservato da alcuni studenti nel laboratorio fisico dell' Università di Glasgow nell'anno 1864-65, in ogni filo metallico vibrante, non eccessivamente caricato di peso, se la temperatura e l' ampiezza di vibrazione sono costanti, il periodo e il decremento logaritmico sono pure costanti.

Hotchkiss J. H. *Apparecchio portatile per la fotografia simultanea delle curve di due correnti variabili* (pp. 152-160). — È essenzialmente costituito da due pronti galvanometri, del tipo Deprez, posti in una cassetta che porta ad un estremo un tamburo girante che fa scorrere, con una certa velocità, una carta sensibilizzata, sulla quale vanno a battere le imagini di due strette fenditure, riflesse dagli specchietti portati dagli aghi dei galvanometri. L'A. descrive minutamente le singole parti dell' apparecchio e le numerose applicazioni che ne ha fatte.

Zeleny J. *Sulle correnti di convezione e sulla caduta di potenziale agli elettrodi di conduzione prodotte dai raggi Röntgen* (pp. 161-173). — L'A. trova che:

1.° Durante la conduzione attraverso un gas sotto l' influenza dei raggi Röntgen, si producono delle correnti di convezione nel gas, il quale, in generale, si muove verso gli elettrodi.

2.° Le correnti di convezione sono causate dal moto delle cariche libere esistenti nel gas.

3.° La rapida caduta di potenziale presso gli elettrodi durante la conduzione esiste entro il primo $^1/_{10}$ di mm. dalla superficie.

4.° La forza elettrica che agisce sopra gli elettrodi si accresce esponendo il gas ai raggi Röntgen.

Shedd J. C. *Un modello meccanico della macchina Carnot* (pp. 174-180). — L'A. fa osservare che, poichè la macchina di Carnot è una macchina ideale, ogni apparecchio atto ad illustrarla deve essere della natura di un *modello*, e non di una macchina che lavora. Con questa limitazione egli descrive un apparecchio il quale, forse, non dimostra nulla, ma è atto a fissare con chiarezza nella mente degli studenti la macchina di Carnot e il secondo principio della termodinamica.

Non si presta ad una breve descrizione.

Baun F. G. *Metodo generale per determinare la migliore lettura di uno strumento col minore errore nella misura di una data quantità* (pp. 181-183). — Nel fare delle misure indirette succede frequentemente che l' accuratezza probabile del resultato varia con

la lettura della quantità osservata. Sia x quest' ultima ed y quella da misurarsi, cioè la lettura dello strumento, e poniamo $y = f(x)$.
Da questa si ha:

$$\frac{dy}{y} = \frac{f'(x)\,dx}{f(x)}.$$

Il secondo membro è la variazione di y dovuta alla variazione dx di x, e il primo membro dà perciò l' errore percentuale in y dovuto all' errore dx nel leggere x. Perchè l' errore nella quantità determinata dalla misura di x sia il minore possibile, bisogna che $\frac{dy}{y}$ sia un minimo, il che porta alla condizione:

$$f(x) f''(x) = [f'(x)]^2.$$

L'A. applica il metodo alla misura di una resistenza col reocordo, e alla bussola delle tangenti.

NICHOLS E. L. *Nota sul coefficiente di dilatazione del ghiaccio* (pp. 184-186). — La bibliografia dell' argomento mostra che pel coefficiente di dilatazione del ghiaccio si hanno numeri molto discordanti, oscillanti da 0,0000350 a 0,0000530. L'A., approfittando del freddo Febbraio di quest' anno, ha ripreso la determinazione, e adopra la macchina divisoria munita di due microscopi con micrometro oculare. La media di molte determinazioni dà pel coefficiente di dilatazione del ghiaccio a circa — 10° il valore: 0,0000540 ± 0,000002.

WAITNER W. e MALLORY F. *Confronto del termometro a mercurio del Rowland con un termometro a platino Callendar-Griffith; confronto del termometro a platino con un termometro Tonnelot campionato al Bureau International, e riduzione del valore Rowland dell' equivalente meccanico del calore alla scala ad azoto di Parigi* (pp. 193-236). — È una lunga memoria che non si presta ad un breve riassunto.

BARRY MAC NUTT. *Forza elettro motrice di polarizzazione di pile elettrolitiche per correnti di piccolissima densità* (pp. 237-244). — In una cellula elettrolitica che ha due elettrodi di zinco immersi nel solfato di zinco, o due elettrodi di rame immersi nel solfato di rame, o due elettrodi di argento immersi nel nitrato d' argento, se gli elettrodi hanno la identica composizione chimica, e non c' è concentrazione dell' elettrolita agli elettrodi, la contro f. e. m. è zero. Ora questa parte di f. e. m. di un elettrolita espressa da Ri, è proporzionale alla corrente, e perciò può trascurarsi per piccolissime correnti. Dunque le f. e. m. totale E di-

viene semplicemente $\frac{\Phi(i)}{i}$ dove $\Phi(i)$ è quella parte di potenza spesa in una cellula elettrolitica che appare agli elettrodi in forma di calore dovuto al processo termodinamico irreversibile che accompagna il deposito degli ioni. L'A. si propone di determinare $\frac{\Phi(i)}{i}$ per correnti di piccolissima densità, il che ha importanza teorica, poichè se l' azione che ha luogo in una cellula elettrolitica, per correnti infinitesime non è termodinamicamente reversibile $\left(\frac{\Phi(i)}{i} = 0 \text{ quando } i = 0\right)$ i principi ordinari di termodinamica non sono applicabili alla cellula. Siccome $\frac{\Phi(i)}{i}$ è funzione del tempo e della corrente, l'A. fa delle esperienze per vedere come dipende da entrambi.

I resultati a cui giunge sono i seguenti:

1.° Quando le cellule sono state senza corrente 24 ore e poi sono attraversate da una corrente costante, la f. e. m. di polarizzazione $\frac{\Phi(i)}{i}$ varia inversamente al tempo; ma se le ha attraversate una corrente e questa poi cresce e diminuisce fino ad un certo valore, raggiunto il quale rimane costante, la f. e. m. $\frac{\Phi(i)}{i}$ varia direttamente con la corrente.

2.° La f. e. m. $\frac{\Phi(i)}{i}$ non diviene zero con correnti di densità la più piccola; perciò la spesa di potenza $\Phi(i)$ è dovuta ad una azione termo-dinamica irreversibile; quindi le leggi della termodinamica non sono applicabili all' azione di polarizzazione in una cellula elettrolitica.

Kinsley C. *Un metodo per misurare la frequenza di correnti alternate* (pp. 244-249). — Una striscia di ferro è messa in vibrazione da un elettromagnete percorso da corrente alternata; la sua lunghezza è invariabile e l' aggiustamento necessario della sua periodicità è ottenuto da un peso addizionale scorrevole. Dalle dimensioni e costanti fisiche della striscia si desume il numero delle sue oscillazioni, con un errore minore di $^1/_4$ dell' 1 $^0/_0$.

Kaun L. *Fenomeni di radiazione dovuti a strati luminosi di balsamo* (pp. 250-251). — L'A. ha fatto la seguente esperienza: sopra un pezzo di carta ha messo alcune strisce di diverse sostanze, ha adagiato la carta su una lastra fotografica; sopra le strisce ha collocato uno schermo ricoperto con uno strato di balsamo, che preventivamente era stato esposto alla luce diretta del

sole (da una mezz' ora a sei ore), ed ha messo il tuttò entro una cassetta perfettamente opaca alla luce. Dopo un tempo variabile da mezzo minuto ad alcuni giorni egli ha trovato la lastra sensibilizzata, ma mentre la carta bianca si mostra trasparente, la nera lo è molto meno; diguisachè è riuscito a fotografare il nome scritto su un biglietto da visita. Il legno e l'alluminio sono pure trasparenti a queste radiazioni emesse dallo strato di balsamo. Si potrebbe credere che i corpi usati fossero trasparenti alla intensa luce emessa dallo schermo, ma uno schermo tenuto al buio per uno o due giorni ha dato gli stessi risultati, mentre la luminosità cessa dopo cinque o sei ore. L'A. si riserba di ritornare sull' argomento.

FOSTER W. J. *Conducibilità e dissociazione di alcuni elettroliti* (pp. 257-281). — L'A. determina anzitutto la conducibilità di diverse soluzioni ancora poco studiate, e poi il loro grado di dissociazione. I risultati a cui giunge si mostrano d'accordo con quelli del Loomis e conformi alla teoria della dissociazione di Arrhenius.

ROSA E. B. *Sulla derivazione delle equazioni di un' onda elettromagnetica piana* (pp. 282-296). — È una memoria puramente teorica che non si adatta ad un breve cenno.

WESTON C. P. *Determinazione del modulo di elasticità per piccoli pesi* (pp. 297-303). — Mediante un interferometro l'A. determina il modulo di Young caricando con pesi da 0,5 g. a 2 g. nel suo centro una sbarra fissa alle sue estremità. Studia il rame, il bronzo e l'acciaio e trova che, certamente pel rame e pel bronzo, e probabilmente per l'acciaio, il rapporto fra la flessione e il peso è una costante per pesi da 0,5 g. a quelli che danno alla sbarra una deformazione permanente.

FRANKLIN W. S. e CLARK S. S. *Una curva normale di magnetizzazione del ferro* (pp. 304-309). — Gli A. chiamano *curva normale di magnetizzazione* quella che si ottiene contando sulle ascisse le intensità H del campo e sulle ordinate la induzione magnetica B, quando però la forza coercitiva o forza d'isteresi sia sempre eliminata. Per ottenere questo gli A. adoprano due metodi nei quali la disposizione è quella stessa di Ewing. Nel primo metodo assoggettano il pezzo di ferro che studiano al processo della smagnetizzazione per inversioni successive, e a questo proposito mandano in un rocchetto ausiliario, che circonda il ferro, una corrente alternata che riducono gradatamente a zero prima di ogni esperienza. Nel secondo metodo il ferro adoprato sotto forma di filo, è assoggettato ad una tensione costante e prima di ogni lettura di B e di H è posto in violenta vibrazione longitudinale. Riportano gli A. i risultati ottenuti con questi due metodi.

WEBB H. S. *Determinazione della perdita d' isteresi nel ferro per piccole induzioni* (pp. 310-314). — Il metodo usato dall'A. per misurare la perdita d' isteresi consiste semplicemente nel pesare con una bilancia la forza necessaria a rovesciare il magnetismo nel ferro. La energia per cm.[3] perduta nel ferro in un ciclo è uguale alla forza in dine misurata dalla bilancia, divisa per l'area del pezzo di ferro, cioè: $W = \frac{f}{q}$. Per rendere il ferro magneticamente neutro l'A. adopra una corrente alternata che va gradatamente decrescendo. Il campione di ferro viene sospeso al piatto di una bilancia, e il rocchetto magnetizzante che lo circonda viene mosso lentamente, in alto e in basso, mentre in esso la corrente viene opportunamente invertita.

L'A. determina poi la curva di B ed H col metodo balistico, e trova che la relazione $W = y B^x$ non è ben verificata dalle sue osservazioni.

Il metodo impiegato dall'A. si presta alla misura della perdita di isteresi per valori piccoli dell' induzione; ma la misura è forse meno accurata di quella che può aversi, per esempio, col metodo magnetometrico di Ewing.

G. ERCOLINI.

Philosophical Magazine. Vol. 47, Marzo 1899.

THOMSON J. J. *Sulla teoria della conduzione dell' elettricità attraverso i gas per mezzo di ioni carichi* (pp. 253-268). — La conduttività elettrica dei gas soggetti alle radiazioni ultraviolette, ai raggi Röntgen, o a quelli uranici, o all' irraggiamento di un metallo incandescente, può attribuirsi agli ioni carichi presenti nel gas, il movimento dei quali nel campo elettrico costituisce la corrente. Per studiare la distribuzione della forza elettrica nel gas, bisogna conoscere: 1) la produzione degli ioni, che può avvenire o in tutto il gas, o in regioni particolari; 2) la ricombinazione degli ioni positivi con quelli negativi; 3) il movimento degli ioni sotto l' azione della forza elettrica.

La velocità degli ioni prodotti coi diversi mezzi sopra indicati è già stata misurata da Rutherford e Zeleny, da Mc Clelland e Wilson ecc.; e tutte le misure eseguite mostrano che la velocità degli ioni negativi è maggiore di quella dei positivi: in alcuni casi del 25 per °|₀ circa, in altri è 17 o 18 volte maggiore; e queste diverse velocità potrebbero spiegare la maggior parte dei fenomeni che si osservano nelle scariche elettriche dei tubi a rarefazione. In ogni caso l'A. ammette che la velocità degli ioni sia

proporzionale all' intensità dell' azione elettrica che si esercita su di essi; e trova le equazioni cui deve sodisfare tale intensità in ogni punto di un gas contenente ioni carichi. Tali equazioni non si possono integrare nel caso generale: ma l'A. ne dà le soluzioni per alcuni casi particolari interessanti.

Un metodo conveniente di misurare la velocità degli ioni è quello di produrli in una regione, e di misurar l' intensità elettrica in due punti di una regione dove non si producono ioni, ma nel quale possono, sotto l' azione del campo, giungere solamente gli ioni di una specie.

Per es. se A e B sono due lastre metalliche parallele immerse in un gas, e si suppone che in uno strato LM fra esse vi sia produzione di ioni o per raggi Röntgen, o per luce ultravioletta ecc., e si suppone che il gas fra L M e B sia difeso dall' ionizzazione; allora se A e B son riunite ai poli di una batteria, una corrente passerà pel gas, e nella regione fra L M e B si avrà trasporto di ioni di un sol segno, che sarà positivo se A è positiva, e negativo se A è negativa. Pel valore dell' intensità elettrica X alla distanza K da L M, se i è la corrente e C una costante, si ha nel caso che la lastra A sia positiva:

$$X^2 = \frac{4\pi i}{K_1} x + C$$

essendo $K_1 X$ la velocità degli ioni positivi. Analogamente, pel caso in cui la lastra A sia negativa, si trova la velocità $K_2 X$ degli ioni negativi.

Dalla distribuzione dell' intensità X nel campo, si può anche dedurre in quali regioni si ha ionizzazione e in quali ricombinazione di ioni; poichè l'A. trova che si ha

$$\frac{d^2 X^2}{d n^2} = 8\pi e (q - \alpha n_1 n_2) \left(\frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2}\right)$$

essendo e la carica di un ione, q il numero degli ioni + o — prodotti nell' unità di volume nell' unità di tempo, n_1 ed n_2 il numero degli ioni + e — presenti, ed $\alpha n_1 n_2$ il numero di ioni che si ricombinano in un punto dove l' intensità elettrica ha il valore X. Poichè $q - \alpha n_1 n_2$ ha lo stesso segno di $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$, si vede che dove la curva rappresentativa di X avrà la convessità rivolta verso l' asse delle x vi sarà eccesso di ionizzazione: prevarrà invece la ricombinazione, dove la curva volgerà la concavità all'asse delle x.

Queste osservazioni si applicano anche alla scarica elettrica nei gas rarefatti; e le curve dell' intensità X misurata da Graham (*Wied. Ann.* 64, p. 49. 1898) mostrano due regioni di ionizzazione: una all' anodo e l' altra più intensa al catodo: nella luce positiva la curva è concava verso l' asse x, talchè la luce positiva è dovuta alla ricombinazione degli ioni. Anche nello spazio oscuro catodico la curva è leggermente convessa verso l' asse x; quindi ivi pure deve esservi ionizzazione, forse dovuta al moto stesso degli ioni, o dai raggi di scarica del Wiedemann.

SUTHERLAND W. *Raggi catodici, di Lenard e di Röntgen* (pp. 269 284). — Poichè i raggi catodici si propagano con la stessa velocità in diversi gas, e in tutti i gas il rapporto m/e fra la massa delle particelle e la loro carica è lo stesso, J. J. Thomson (*N. Cim.* (4), 7, 422) suppose che la materia che serve al trasporto dell' elettricità nei raggi catodici consista nelle particelle della sostanza primitiva, con la quale son fatti gli atomi di tutti i corpi.

L'A. fa osservare peraltro che per giungere a tale conclusione bisogna ammettere che la carica e debba essere associata ad una massa m; e che se questa ipotesi conduce a ritenere che gli atomi sien divisi in particelle aventi cariche differenti da quelle che si attribuiscono agli atomi nell' elettrolisi, non siamo più tenuti a seguire l' ipotesi degli ioni; ma si può supporre che possano esistere degli *electron* liberi nell' etere, e che nel fascio catodico la massima parte dell' elettricità si muova per mezzo di electron liberi, che posson riguardarsi come strati elettrici sferici.

L'A. dimostra che si può ritenere che gli electron liberi si muovano nell' etere; e se il processo col quale si comunica l' energia che è necessaria per metterli in moto è reversibile, arrestando il loro movimento in modo che non possa produrre energia ordinaria (cinetica o potenziale), si avrà produzione di calore o di luce.

Dalla teoria elettromagnetica di Heaviside si ha che l' energia di un electron che ha la velocità u, il raggio a e la carica e ha il valore $\mu e^2 u^2 / 3a$, essendo μ una costante; e poichè $m/e = 2 \mu e / 3a$, per $\mu = 1$, dai resultati del Thomson l'A. trova che $a = 10^{-14}$ cm., mentre i raggi delle molecole sono dell' ordine di 10^{-8} cm.; talchè le dimensioni di un electron son circa la milionesima parte di quella delle molecole, ed essi avranno perciò grande libertà di muoversi fra le molecole di tutti i corpi.

Secondo l' interpretazione di Stoney e di Helmholtz dell' elettrolisi, l' elettricità può esistere in unità separate o electron, come la materia esiste in atomi; ed è stata studiata la dinamica degli

electron, ma ritenendoli associati ad un atomo per formare gli ioni. Ma se i fenomeni elettrici si debbono spiegare coll' intervento dei soli electron, bisogna che si ammetta l' esistenza di electron liberi. Se due electron di segno opposto si uniscono, si avranno le particelle neutre dell' etere.

L'A. ritiene che nel fascio catodico, insieme ad alcuni ioni si trovino in molto maggior numero degli electron liberi, che sono dotati d' energia e che si muovono con velocità quasi uguale a quella della luce. Quando questi electron cadono su una lamina metallica sottile, potranno attraversarla perchè sono piccolissimi di fronte alle distanze molecolari; ma uscendo dalla lamina dovranno diffondersi in tutte le direzioni, costituendo i raggi Lenard, i quali debbon godere della proprietà dei raggi catodici. Di fatti ciò accade; e di più, come i raggi catodici, anche quelli di Lenard dànno origine ai raggi di Röntgen. Il Thomson crede che questi raggi Röntgen consistano in una serie di pulsazioni elettromagnetiche provocate dal subitaneo arresto del movimento degli ioni; l'A. invece ritiene che i raggi Röntgen siano dovuti alle vibrazioni interne degli electron, i quali, essendo dotati d'inerzia, avranno una data forma e saranno costituiti da parti diverse, che potranno avere moti relativi fra loro. L' incontro di un electron con un atomo sarebbe la causa dell' eccitazione di tali vibrazioni interne, che sarebbero quindi originate dovunque i raggi catodici o di Lenard sono assorbiti. Per spiegare i fenomeni presentati dai raggi Röntgen, bisogna poi ammettere che le vibrazioni interne degli electron sieno di periodo brevissimo, in modo da potersi propagare fra gli interstizi molecolari senza interessare le molecole dei corpi. I raggi di diverso potere penetrante che possono aversi da differenti tubi o da diversi modi di eccitazione, sarebbero finalmente spiegati dall'A. ammettendo che le vibrazioni interne degli electron sieno accompagnate da alcune armoniche più o meno intense.

E poichè la differenza fra catodo ed anodo è dovuta all'attrazione maggiore che gli atomi metallici esercitano sugli electron positivi, sotto una data tensione si ecciteranno soltanto raggi catodici; ma l'A. ritiene che elevando sufficientemente la tensione, anche dall' anodo potrebbero partire raggi anodici, trasportanti elettricità positiva, e capaci di eccitare raggi Röntgen come i raggi catodici.

LEHFELDT R. A. *Proprietà dei miscugli liquidi* (pp. 284-296). — L'A. ha determinato la pressione del vapore di un miscuglio di due liquidi, che a temperatura ordinaria sono incompletamente miscibili; e specialmente la determinazione è stata fatta al punto

critico, cioè a quella temperatura alla quale la miscibilità da incompleta diviene completa. I resultati ottenuti per i miscugli di acqua e fenolo, e di acqua e anilina, son contenuti in diverse tabelle e rappresentati graficamente.

MORTON W. B. *Sulla propagazione di oscillazioni elettriche smorzate lungo fili paralleli* (pp. 296-302). — Riferendosi ai resultati ottenuti dal Barton (*N. Cim.* (4), 8, p. 436), l'A. studia l'effetto che sulla propagazione delle onde è esercitato dallo smorzamento che subiscono le onde propagate dall'oscillatore, e dalla mancanza di compensazione fra le costanti dell'apparecchio.

Lord KELVIN. *Applicazione della teoria dinamica di Sellmeier alle linee oscure* D_1 *e* D_2 *prodotte dal vapore del sodio* (pp. 302-308). — L'A. mostra come la teoria di Sellmeier renda conto della dispersione anormale osservata dal Becquerel (*C. R.* 5 Dic. 1898 e 16 Genn. 1899) con un prisma di vapore di sodio.

Lord RAYLEIGH. *Sul raffreddamento dell' aria pel raggiamento e per la conduzione, e sulla propagazione del suono* (pp. 308-314). — L'A. studia l' influenza che sulla velocità della propagazione del suono esercita il calore che si svolge o che è assorbito nelle condensazioni e nelle rarefazioni dell'aria, e mostra che il potere irraggiante dell'aria che entra nelle formule di correzione della velocità del suono, è assai minore di quello dedotto dal Duff (*N. Cim.* (4), 8, p. 333). I resultati del Duff sono forse dovuti, secondo l'A., più alla rifrazione atmosferica che alla radiazione e alla viscosità.

Lord RAYLEIGH. *Sulla conduzione del calore in una massa sferica d'aria limitata da pareti a temperatura costante* (pp. 314-325). — È uno studio sull'equilibrio termico di un gas lievemente disturbato, e racchiuso in un recipiente le cui pareti sono mantenute a temperatura costante. Il problema studiato dall' A. differisce da quello di Fourier, a motivo della mobilità del gas, che lo rende più complicato.

TAUDIN CHABOT J. J. *Combinazione di un' esperienza di Ampère con una di Faraday* (p. 331). — Fu mostrato da Ampère come un magnete possa ruotare attorno al suo asse sotto l' influenza di una corrente costante, e Faraday mostrò che la rotazione di un magnete attorno al suo asse dà luogo ad una corrente continua. Combinando queste due esperienze, l'A. ottiene un caso d' induzione per mezzo di correnti costanti.

Per mostrar ciò, un magnete cilindrico, coll' asse orizzontale, si tien fermo sopra due circuiti circolari E ed E_1, posti in un medesimo piano orizzontale, in modo che metà del magnete sia su un circuito, e l'altra metà sull' altra. Se in E si pone una pila

e in E_1 un galvanometro, chiudendo E_1 l' ago del galvanometro resta fermo; ma lasciando libero il magnete, questo comincia a ruotare e l' ago del galvanometro devia.

MARCHANT E. W. *Esperienze con la scarica da una punta* (pp. 331-332). — L'A. riferisce di aver ottenuto con la scarica da una punta negativa gli stessi effetti radiografici descritti dal Cook (*N. Cim.* (4), 9, p. 316).

A. STEFANINI.

Communications from the physical laboratory at the University of Leiden. N. 47 e 48.

VERSCHAFFELT J. *Misure sul sistema di linee isoterme vicino al punto doppio, e specialmente sul processo della condensazione retrograda di un miscuglio di acido carbonico e idrogeno* (pp. 1-9). — È una continuazione di un suo lavoro precedente (Vedi N. 45).

VERSCHAFFELT J. *Misure sul cambiamento di pressione con la sostituzione di un componente all' altro nel miscuglio di acido carbonico e idrogeno* (pp. 10-19). — Anche questa è una continuazione di una memoria precedente.

VAN EVERDINGEN E. Jr. *I fenomeni galvano-magnetico e termo-magnetico nel bismuto* (pp. 1-24). — E una continuazione di vari lavori precedenti. L'A. eseguisce molte misure su una stessa lastra di bismuto preparata elettroliticamente, e confronta i suoi risultati con quelli di altri sperimentatori.

G. ERCOLINI.

INFLUENZA DELLA PRESSIONE SULLA RESISTENZA ELETTRICA DEI METALLI.

Ricerche sperimentali del Prof. S. LUSSANA.

Già alcuni sperimentatori si sono occupati della variazione che subisce la resistenza elettrica di un filo metallico per effetto della compressione. Senza citare il lavoro del Wartmann [1]) il quale si limitò a comprimere fra i piatti di un torchio idraulico il filo, tenuto fra due lamine di guttaperca perchè non si deformasse, ricorderò che il Chwolson [2]) sottopose in un piezometro contenente acqua dei fili di rame, di ottone e di piombo ad una pressione di 60 atmosfere, mantenendo in una prima serie di esperienze la temperatura a 4° circa, mentre che in un' altra serie la temperatura era di circa 17°. Nella prima serie osservò un aumento nella conducibilità, mentre che nella seconda per il rame e l' ottone l' effetto della pressione era mascherato dalla diminuzione della conducibilità dovuta al riscaldamento che accompagna la compressione, e per il piombo l' effetto apparve molto minore che nella prima serie. Così pure R. Lenz [3]) trovò che sottoponendo il mercurio ad una pressione di 60 atm., si diminuisce la sua resistenza di 0,02 °/₀ per ogni atm., mentre che A. De Forest Palmer [4]) e C. Barus [5]) trovarono per il mercurio un coefficiente molto

1) E. Wartmann. On the effect of pressure on electric conductibility in metallic wires (Phil. Mag. (4), 18, 441-442).

2) O. Chwolson. Del lavoro del Chwolson non potei esaminare che i sunti che si trovano nei Beib. V. 449, 1881 e Forts. 37, 956, 1881. Veramente nel Winkelmann (Hand. d. Phys B. 3, Abth. 1, s. 274) si trova che la conducibilità dei metalli diminuisce per l' aumento della pressione; però siccome ambedue gli estratti citati concordano nel dire che il Chwolson trovò un aumento di conducibilità per l' aumento di pressione, così è probabile che il Winkelmann si riferisca più che altro al lavoro del Wartmann il quale in realtà avrebbe riscontrata una diminuzione.

3) R. Lorenz. De l' influence exercée sur la resistance galvanique du mercure par la pression, à la quelle il est soumis (Journ. d. russ. phys. chem. Ges 16, (1), 111-121).

4) A. De Forest Palmer jr. On the pressure coefficient of mercury resistance (Sill. J. (4), 1-10, 1897).

5) C. Barus. The effect of pressure on the electrical conductivity of liquids (Sill. J. (3), 40, 219-223, 1890).

più piccolo. All' infuori di queste ricerche non ne esistono altre, che io mi sappia, su questo argomento; e mi sembrò interessante l' occuparmene anche in vista del contributo che i risultati possono portare al nesso fra le proprietà meccaniche dei metalli e la loro conducibilità elettrica o calorifica.

I fili metallici da me studiati erano avvolti a doppia spirale su un cilindretto di ebanite lungo il solco di due eliche fra loro parallele segnate su di esso. Questo cilindro di ebanite è portato dalla pinzetta termoelettrica rame-pachfong che mi servì già in ricerche anteriori [1]: due larghe spaccature praticate in corrispondenza della saldatura della pinzetta permettevano a quest' ultima di seguire le variazioni di temperatura dell' olio nel quale il filo era immerso. Le estremità del filo poi erano saldate l' una alla pinzetta stessa, e l' altra al pezzo d' ottone che porta la pinzetta essendo quest' ultima isolata elettricamente dall' ottone nel modo già descritto nel lavoro citato. Il tutto fu posto nel blocco laboratorio Caillettet e la pressione fu esercitata con un torchio Caillettet della portata di mille atmosfere e munito di un manometro metallico Bourdon diviso di 10 in 10 atmosfere. Il blocco laboratorio era immerso in un bagno ad acqua della capacità di una diecina di litri. La resistenza del filo venne misurata col metodo del ponte di Wheatstone mediante un galvanometro Thomson: e la intensità della corrente termoelettrica che serve a misurare la temperatura nell' interno del blocco laboratorio, fu determinata con un buon galvanometro Magnus a riflessione [2]. Infine la seconda saldatura della pinzetta si trovava nel bagno che circonda il blocco laboratorio, e la sua temperatura era data da un termometro Geissler diviso in decimi. Uno studio accurato della pinzetta termoelettrica e del coefficiente di temperatura della resistenza di ciascun filo studiato, mi permise di ridurre tutti i risultati ottenuti nelle singole serie, a quel che si sarebbero avuti se la temperatura durante le espe-

1) S. Lussana. Contributo allo studio della resistenza elettrica delle soluzioni [illegible] (N. Cim. (4), V, 1897).

2) Questo galvanometro lo devo alla gentilezza del Prof. Bocci direttore dell' Istituto fisiologico.

rienze fosse rimasta costantemente eguale alla media fra tutte le temperature realmente rilevate.

L'esattezza nella misura della temperatura, tenuto conto della sensibilità della pinzetta e dei termometri usati, non può che valutarsi entro il centesimo di grado, mentre che per ciò che riguarda la misura della resistenza, la sensibilità del galvanometro ed i rapporti fra le resistenze nei singoli tratti coll' intensità della corrente, era tale da permettere di calcolare sulla sensibilità di solo $^1/_{100\,000}$ della resistenza da misurarsi, in causa principalmente di inevitabili incertezze dovute più che altro all' impossibilità di tenere rimescolato l' olio nell'interno del blocco laboratorio. Tali cause però non potevano avere grande influenza date le piccole dimensioni del cilindro d' olio in confronto delle dimensioni notevoli della massa metallica che lo circonda, del bagno d' acqua in cui questa massa era immersa e della esiguità nelle variazioni di temperatura che si verificarono, avendo io sempre operato alla temperatura ambiente.

Le misure di resistenza le eseguii sempre quando era scomparsa la variazione di temperatura dovuta alla variazione di pressione, lasciando trascorrere un' ora almeno fra la variazione della pressione e la prima misura di resistenza. Poscia misurava d' ordinario la resistenza del filo in esame per cinque volte con un intervallo di cinque minuti fra ogni misura: la media di queste determinazioni la ritenevo come la resistenza vera del filo sotto la pressione media data dal manometro, ed alla temperatura pure media indicata dalla pinzetta nelle cinque misure.

Nelle tabelle che seguono tenni distinti i risultati ottenuti per pressioni crescenti da quelli avuti per pressioni decrescenti. Così pure le resistenze sono tutte ridotte, come dissi sopra, alla temperatura indicata in testa a ciascuna di esse. Nella terza colonna di ciascuna tabella, sta indicata la variazione media dell' unità di resistenza dovuta alla variazione di una atmosfera nella pressione, nell' intervallo delle due pressioni successive fra le quali è interposta. Sarebbe stato necessario introdurre una correzione nei risultati dovuta alla variazione di volume; ma non conoscendo per tutti i metalli

usati il coefficiente di compressibilità, stimai opportuno dare sempre i risultati non corretti. Tale correzione tenderebbe ad aumentare un poco il valore di δ poichè se è r_p la resistenza alla pressione di p atmosfere per un filo la cui lunghezza e sezione alla pressione atmosferica sono rispettivamente l ed s, si ha evidentemente

$$r_p = w_p \frac{l}{s} \left(1 + \frac{1}{3} \beta p\right)$$

dove w_p è la resistenza specifica alla pressione di p atm., e β il coefficiente di compressibilità. La resistenza quindi per dimensioni invariate è:

$$\frac{r_p}{1 + \frac{1}{3} \beta p} = r_p \left(1 - \frac{1}{3} \beta p\right).$$

Filo di ferro; diam. mm. 0,18; $t = 25°,78$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta . 10^7$
1^{atm}	Ω 7,5425	
95	398	38
200	371	33
390	335	25
590	299	24
780	263	25
940	237	22
1000	230	16
900	246	21
700	282	24
570	303	21
1	426	29

Filo d'argento; diam. mm. 0,14; $t = 25°,99$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta . 10^7$
1^{atm}	Ω 2,1860	
100	853	32
195	847	29
400	833	31
600	830	30
800	805	31
1000	792	30
900	798	27
705	810	28
500	826	36
310	839	31
1	859	30

Filo di nickel; diam. mm. 0,80; $t=23^{\circ},72$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 0,48087	
100	78	19
190	70	19
395	52	19
600	37	15
780	28	10
1000	18	9
900	21	6
710	29	8
510	39	10
310	57	19
1	86	20

Filo di piombo; diam. mm. 1,08; $t=25^{\circ},06$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 0,39668	
100	591	194
200	512	199
400	353	200
590	228	166
790	145	105
990	074	89
900	106	90
700	174	86
500	283	137
305	430	190
1	669	198

Filo di rame; diam. mm. 0,91; $t=10^{\circ},00$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 0,12682	
100	678	31
300	672	24
500	667	20
700	664	12
790	663	9
600	666	12
400	670	16
210	675	21
1	683	30
460	671	21
1	682	19

Filo di platino; diam. mm. 0,48; $t=23^{\circ},00$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 5,94565	
100	4422	24,0
190	4295	23,7
300	4180	17,6
390	4093	16,6
500	4016	11,8
595	3964	9,2
680	3920	8,7
750	3886	8,2
595	3963	8,4
415	4072	10,2
220	4250	15,3
1	4568	22,8

Filo di platino; diam. mm. 0,075; $t=9°,00$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 66,3372	
230	3135	15,5
413	3007	10,5
580	2908	8,9
780	2800	8,1
920	2720	8,6
880	2743	8,7
650	2868	8,2
407	3000	8,2
1	3370	13,7

Filo di nichelina; diam. mm. 0,06; $t=$[illegible]

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 14,8352	
100	341	7,4
200	329	8,1
300	318	7,4
410	304	8,6
510	296	5,4
700	286	3,6
1000	268	4,1
1	353	5,7

Filo di manganina; diam. mm. 0,19; $t=23°,34$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 23,2097	
100	84	5,6
200	75	3,9
390	64	2,5
590	55	1,9
770	47	1,9
805	46	1,2
985	36	2,4
900	40	2,0
700	51	2,4
500	59	1,7
300	68	1,9
1	99	4,5

Filo di costantana; diam. mm. 0,10; $t=25°,50$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
1^{atm}	Ω 15,0925	
200	903	7,3
400	887	5,3
585	879	2,9
740	872	3,0
980	861	3,0
700	873	2,8
500	882	3,0
310	893	3,0
110	911	6,0
1	924	7,9

Filo di argentana; diam. mm. 0,59; $t=26^\circ,15$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
	Ω	
1atm	1,94583	
95	565	9,7
200	550	7,3
390	521	7,8
600	495	6,3
800	470	6,4
880	460	6,4
1000	450	4,3
910	458	4,6
705	485	6,8
505	510	6,4
305	533	5,9
500	509	6,3
1	582	7,5

Filo di ottone; diam. mm. 0,495; $t=26^\circ,39$

Pressione in atmosfere	Resistenza in Ω	$\delta \cdot 10^7$
	Ω	
1atm	0,69601	
100	598	4,3
200	596	2,9
390	592	3,0
590	587	3,6
790	580	5,0
980	575	3,8
900	578	5,4
695	583	3,5
500	589	4,4
310	593	3,0
1	600	3,2

Dall' esame di queste tabelle si vede che la resistenza dei metalli diminuisce sempre con l' aumentare della pressione; questa diminuzione però non è in generale proporzionale alla pressione, ma tende verso un limite. *Lasciando poi scorrere un tempo sufficiente dopo che si è prodotta la variazione di pressione*, si vede che la resistenza dei fili si mostra la stessa tanto per pressioni crescenti quanto per pressioni decrescenti. In generale poi i valori di δ si mostrano molto più piccoli per le leghe che per i metalli puri. In ciò l' effetto della pressione è precisamente parallelo a quello della temperatura e della tensione.

Se, come già fece il Barus [1]) in base ad alcune sue ricerche ed a quelle del Chwolson, si confrontano i valori di

1) C. Barus. L'effect de la pression sur la conducibilitè electrique des liquides (Amer. Journ. of Scien. Sept. 1890. Lum. El. 38, 494, 1890).

$\frac{\delta R}{R}$ dovuti alla pressione da un lato ed alla temperatura dal-

l'altro, quando sieno nei due casi eguali i valori di $\frac{\delta r}{r}$, si vede che per lo più l'effetto dovuto alla pressione è minore di quello che corrisponde alla temperatura; in pochi casi avviene l'opposto. La variazione dunque di pressione o di temperatura a cui si assoggettano i conduttori induce, per ciò che riguarda la loro conducibilità elettrica, delle alterazioni caratteristiche nel loro stato molecolare indipendentemente dalla variazione nella distanza delle molecole; in altre parole la resistenza specifica *dipende dalla velocità di movimento delle molecole*.

Un fenomeno del più alto interesse per la costituzione molecolare dei solidi e per il loro attrito interno, ebbi occasione di osservare durante queste ricerche; esso si collega intimamente con quelli già osservati dal Cohn [1]), dal De Marchi [2]), dal Tomlinson [3]), dal Barus [4]) e da altri. Osservai infatti che la resistenza di un filo è *fortemente diminuita* appena che è sottoposto ad un aumento di pressione, mentre che è *aumentata pure fortemente* da un'istantanea diminuzione di pressione. Tanto la diminuzione, quanto l'aumento sono seguiti da un rapido dapprima e poscia più lento ritorno verso la resistenza primitiva. In ambedue i casi però non si raggiunge mai la resistenza primitiva, ma nel primo caso resta un poco inferiore, e nel secondo un poco superiore. Un'azione meccanica dunque produce sulla resistenza elettrica dei metalli due alterazioni fra loro ben distinte, che per brevità chiamerò *temporanea* l'una e forte, *permanente* l'altra e molto più debole. La scomparsa completa della alterazione temporanea ha luogo dopo un tempo più o meno lungo a seconda che la deformazione che precede lo stato in esame ha durato più o meno. Fintanto che la pressione sotto cui è stato il filo ha durato poco tempo, lo stato variabile dura relativa-

1) Paul Cohn. (Wied. Ann. 41, 71, 1890).
2) De Marchi. (N. Cim. (3), 9, 31-35; 59-63; 1881).
3) Tomlinson. (Phil. Trans. 174, 1-172, 1883).
4) C. Barus. (Bull. Geol. Survey, n. 94, 1892).

mente poco, e l'equilibrio si raggiunge in un tempo abbastanza breve. Lo mostra la seguente tabellina, nella quale la prima colonna indica il tempo trascorso fra l'istante in cui fu levata la pressione di 500 atmosfere alla quale il filo era assoggettato e quello d'osservazione; la seconda colonna indica la resistenza del filo ridotta alla temperatura di 0°; la terza infine dà il rapporto (ρ) fra la resistenza osservata e quella che il filo assume in definitiva nelle condizioni in cui si trova. L'azione della pressione era durata 59 minuti [1]).

Filo di platino; diam. mm. 0,075; $t = 9^\circ,00$

Tempo in minuti	Resisten. in ohm	ρ	Tempo in minuti	Resisten. in ohm	ρ	Tempo in minuti	Resistenza in ohm	ρ
	Ω			Ω				
2m	66,431	1,001415	19m	66,342	1,000074	165m	66,3371	—
4	419	1233	31	3389	27	172	3371	—
5 ½	403	993	46	3375	6	215	3370	—
7	386	737	61	3370	—	231	3372	—
9	357	300	82	3372	—	240	3371	—
12	344	104	115	3371	—			

Ma se il filo rimane assoggettato a forte pressione per un tempo sufficientemente lungo, il fenomeno cambia aspetto. La resistenza che dapprima è molto forte si abbassa poi fino a diventare *inferiore* a quella che corrisponde allo stato di equilibrio, per rialzarsi in seguito e raggiungere lo stato normale. Un andamento pressochè eguale viene presentato nel caso in cui il filo venga compresso; solo che in questo caso si parte da un *minimo* nella resistenza invece che da un massimo. Ciò viene dimostrato all'evidenza dalle due seguenti tabelline che riporto scegliendole a caso fra le tante osserva-

1) Nei valori della resistenza in principio non do che tre cifre decimali, non potendo assicurare una esattezza maggiore data la variabilità abbastanza grande nella temperatura che si ha nei primi momenti, e quindi l'incertezza relativa della correzione che ne deriva.

zioni eseguite, onde assicurarmi della verità di questo fatto
In queste due tabelle la prima colonna indica il tempo trascorso fra la variazione della pressione e la misura della resistenza; la seconda la resistenza osservata, e la terza il rapporto (ρ) fra queste resistenze e quella osservata quando si era raggiunto lo stato di equilibrio.

Il filo fu assoggettato ad una pressione di 500 atm. per 24ʰ37ᵐ, e quindi riportato alla pressione atmosferica.

Tempo in minuti	Resistenza in ohm	ρ	Tempo in minuti	Resistenza in ohm	ρ
	Ω			Ω	
2ᵐ	66,433	1,002995	381ᵐ	66,3304	0,999899
5	404	1008	433	3358	980
7	387	752	464	3380	1,000014
11	368	465	540	3411	60
13	362	376	632	3396	38
21	354	255	685	3388	26
30	3425	82	749	3376	8
44	3382	16	1326	3371	—
60	3363	0,999988	1442	3372	—
95	3324	929	1586	3370	—
169	3283	867	1600	3371	—
276	3287	873			

Il filo si trovava in riposo da circa tre giorni, dopo esse stato in precedenza assoggettato ad attiva ginnastica molecolare. Portata la pressione a 500 atm. si hanno i risultati contenuti nella tabella.

Tempo in minuti	Resistenza in ohm	ρ	Tempo in minuti	Resistenza in ohm	ρ
	Ω			Ω	
2m	66,163	0,997992	349m	66,2832	0,999808
4	244	9214	414	2907	918
7	290	9908	480	2972	1,000017
9	298	1,000029	564	2968	10
12	301	74	596	2965	6
14	302	89	648	2961	—
23	303	105	725	2962	—
28	302	89	812	2960	—
46	3004	65	1428	2962	—
80	2977	24	1451	2960	—
115	2935	0,999961	1535	2961	—
168	2846	827	1696	2961	—
211	2807	768			
283	2801	758			

Risulta evidente da queste tabelle il modo di comportarsi a cui accennai in precedenza. Che se questo comportamento deve accompagnare una variazione di volume, come tutto induce a credere, si dovrebbe arguirne che se un filo metallico si assoggetta istantaneamente ad un forte aumento, o ad una forte diminuzione di pressione, quando sia stato in precedenza a lungo allo stato naturale o compresso, diminuisce od aumenta di volume più di quello che comporti la deformazione a cui si sottopone, e prende uno stato di equilibrio solo dopo un certo numero di oscillazioni molto lente e fortemente smorzate.

Sfortunatamente fino ad ora, date le difficoltà non indifferenti che si incontrano, non mi fu possibile di eseguire che poche osservazioni a temperatura diversa da quella ambiente; per cui non mi è lecito trarre a questo riguardo delle conclusioni sicure. Pare però che l' influenza della pressione sulla resistenza elettrica dei metalli diminuisca con l' aumentare della temperatura.

Riassumendole brevemente, le conclusioni a cui mi sembra di poter arrivare con quanto esposi nella presente Nota sarebbero le seguenti:

La resistenza elettrica dei metalli diminuisce con l'aumentare della pressione, secondo un coefficiente che va diminuendo per pressioni crescenti.

La diminuzione è dovuta non solo al ravvicinamento delle molecole, ma anche ad una variazione della velocità molecolare.

La pressione porta una variazione *temporanea* ed una variazione *permanente* nella resistenza: la prima è molto forte e dipende dalla durata dello stato precedente, mentre che la seconda è molto più debole e dipende solo dalla grandezza della variazione della pressione.

La variazione della resistenza per effetto della pressione è relativamente grande nei metalli puri e di molto minore nelle leghe, analogamente a quanto venne osservato in generale per il coefficiente di temperatura e per l'effetto della trazione.

Dall' Istituto fisico dell' Università di Siena
Marzo 1899.

INFLUENZA DELLE DEFORMAZIONI ELASTICHE SUL MOVIMENTO DI UN PENDOLO A REVERSIONE,

per EMILIO ALMANSI.

III.

Calcolo delle tensioni interne.

8. Le tensioni che si sviluppano nell' interno del cilindro, sugli elementi normali agli assi mobili, e che abbiamo chiamate, t_{xx}, t_{xy}, ecc., sono legate, oltrechè dalle equazioni (3), anche da quelle che si ottengono eliminando le tre funzioni ξ, η, ζ tra le stesse equazioni (3), e le equazioni (1) e (2).

Noi però, in virtù di certe ipotesi, che, in via di approssimazione possiamo ritenere verificate, sulla distribuzione delle tensioni interne, riesciremo a determinarle facendo uso delle sole equazioni (3) e così eviteremo gravissime difficoltà che altrimenti si presenterebbero.

Come è noto dalla teoria dell' Elasticità, sopra un elemento piano, la cui normale faccia cogli assi gli angoli α_1, α_2, α_3, agisce una tensione le cui componenti t_x, t_y, t_z sono espresse, in funzione delle sei tensioni interne t_{xx}, t_{xy}, ecc. dalle formule:

$$(23)\quad \begin{cases} t_x = t_{xx}\cos\alpha_1 + t_{xy}\cos\alpha_2 + t_{xz}\cos\alpha_3\,, \\ t_y = t_{yx}\cos\alpha_1 + t_{yy}\cos\alpha_2 + t_{yz}\cos\alpha_3\,, \\ t_z = t_{zx}\cos\alpha_1 + t_{zy}\cos\alpha_2 + t_{zz}\cos\alpha_3\,. \end{cases}$$

Consideriamo un elemento appartenente alla superficie esterna del cilindro. Essendo essa libera, ivi sarà:

$$t_x = t_y = t_z = 0\,.$$

Si avrà poi:

$$\cos\alpha_1 = \cos\gamma\,,\quad \cos\alpha_2 = \operatorname{sen}\gamma\,,\quad \cos\alpha_3 = 0\,,$$

se con γ s' indica l' angolo che il piano (xz) forma col piano passante per l' asse del cilindro, e per l' elemento che si

considera. Si avrà per conseguenza, in tutti i punti della superficie esterna del cilindro:

$$t_{xx} \cos\gamma + t_{xy} \operatorname{sen}\gamma = 0,$$
$$t_{yx} \cos\gamma + t_{yy} \operatorname{sen}\gamma = 0,$$
$$t_{zx} \cos\gamma + t_{zy} \operatorname{sen}\gamma = 0.$$

Le stesse formule varranno evidentemente per i punti della superficie interna.

Queste formule sono soddisfatte, se poniamo:

$$(24)\quad \begin{cases} t_{xx} = t_1 \operatorname{sen}^2\gamma, \\ t_{xy} = -t_1 \operatorname{sen}\gamma\cos\gamma, \\ t_{yy} = t_1 \cos^2\gamma, \end{cases} \qquad (25)\quad \begin{cases} t_{zx} = -t_2 \operatorname{sen}\gamma \\ t_{zy} = t_2 \cos\gamma \end{cases}$$

ove t_1 e t_2 sono funzioni da determinarsi.

Porremo ancora, per analogia:

$$(26)\qquad t_{zz} = t_3.$$

Così dunque nei punti del cilindro che si trovano alla superficie, le sei tensioni interne si possono esprimere per mezzo delle tre t_1, t_2, t_3.

Di queste tensioni t_1, t_2, t_3, sarà facile trovare il significato. Consideriamo infatti una sezione normale S del cilindro (fig. 5), e precisamente la faccia rivolta verso la direzione positiva dell' asse O_1z. La normale ad un suo elemento qualunque ha, rispetto agli assi O_1x, O_1y, O_1z, i coseni di direzione 0, 0 ed 1. Ne segue che le componenti t_x, t_y, t_z della tensione che vi è esercitata, saranno t_{zx}, t_{zy}, t_{zz}.

Se dunque l' elemento si prende attiguo ad uno dei due circoli concentrici, che limitano la sezione, sarà per le formule (25) e (26):

$$t_x = -t_2 \operatorname{sen}\gamma, \quad t_y = t_2 \cos\gamma, \quad t_z = t_3.$$

Da queste formule si vede che sopra un elemento attiguo al contorno della sezione, agisce una tensione t_3, normale all' elemento, e una tensione t_2, diretta secondo la tangente al contorno.

Ora invece consideriamo una sezione, che diremo Σ, fatta un piano passante per l' asse del cilindro, e formante un

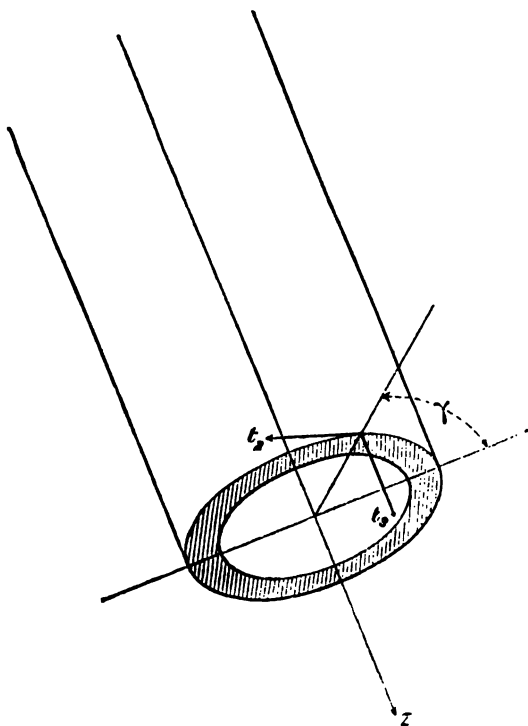



Fig. 5.

golo γ col piano (xz) (fig. 6). La normale ad un elemento di esta sezione ha, per coseni di direzione, $-\operatorname{sen}\gamma$, $\cos\gamma$ e 0. nque le componenti della tensione ad esso applicata, saranno :e dalle formule:

$$t_x = - t_{xx} \operatorname{sen}\gamma + t_{xy} \cos\gamma\,,$$

$$t_y = - t_{yx} \operatorname{sen}\gamma + t_{yy} \cos\gamma\,,$$

$$t_z = - t_{zx} \operatorname{sen}\gamma + t_{zy} \cos\gamma\,.$$

E se l' elemento è attiguo alle due rette parallele che co- :uiscono il contorno della sezione Σ, sarà per le formule) e (25):

$$t_x = - t_1 \operatorname{sen}\gamma\,, \quad t_y = t_1 \cos\gamma\,, \quad t_z = t_2\,.$$

Su questi elementi agisce dunque una tensione normale t_1, ad una tensione tangenziale t_2, parallela all' asse del cilindro.

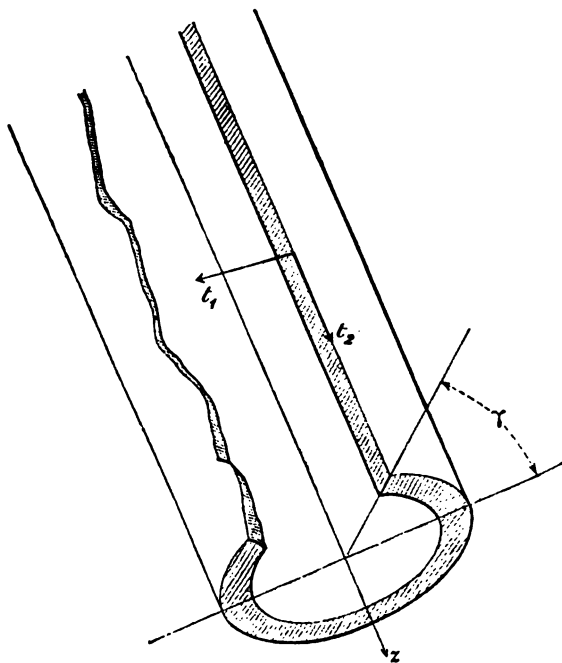



Fig. 6.

Abbiamo così il significato delle tensioni t_1, t_2, t_3. La t_1 rappresenta tanto la tensione tangenziale che agisce sull' elemento di S, come quella che agisce sull' elemento di Σ : e ciò per la proprietà ben nota che, in un solido elastico, sopra due elementi piani ortogonali, si esercita, normalmente alla loro intersezione, la stessa tensione tangenziale.

Quello che a noi importa specialmente di osservare è che sugli elementi della sezione S e della sezione Σ, attigui alla superficie esterna od interna del cilindro, non esiste tensione nella direzione della normale al contorno: come poteva dedursi dalla proprietà enunciata sopra, pensando che sulla superficie del cilindro non agisce alcuna tensione.

Ora, avendo il cilindro uno spessore piccolissimo, potremo ritenere che anche sugli elementi delle sezioni S e Σ non at-

tigui al contorno, la componente della tensione, nella direzione della normale al contorno, sia nulla. E infatti, per la continuità con cui si distribuiscono le tensioni interne, la detta componente non potrà assumere che valori piccolissimi.

Noi dunque supponiamo che, sopra un elemento qualsiasi di S, agisca soltanto una tensione t_3 normale all' elemento, e una tensione t_2, diretta normalmente al raggio della sezione che passa per quell' elemento; e che sopra un elemento qualsiasi di Σ agisca solo una tensione normale t_1, e una tensione tangenziale, parallela all' asse del cilindro, che sarà la stessa t_2.

Potremo anche trascurare le variazioni che subiscono le tensioni t_1, t_2 e t_3, quando si percorre lo spessore del cilindro, spostandosi lungo una normale alla sua superficie: e quindi, per una data posizione del pendolo, queste tensioni le riterremo funzioni soltanto della coordinata z, e dell' angolo γ.

Ciò posto, le equazioni (3), opportunamente trasformate, ci daranno il modo di determinare, con sufficiente esattezza, le loro espressioni.

9. Riprendiamo le equazioni (3).

$$(27)\quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{\partial t_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial t_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial t_{xz}}{\partial z} = \rho\,(a_x - g_x)\,, \\ &\frac{\partial t_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial t_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial t_{yz}}{\partial z} = \rho\,(a_y - g_y)\,, \\ &\frac{\partial t_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial t_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial t_{zz}}{\partial z} = \rho\,(a_z - g_z)\,, \end{aligned} \right.$$

e cominciamo dal calcolare le componenti a_x, a_y, a_z dell' accelerazione, supponendo che nell' istante attuale l' asse mobile $O_1 z$ giaccia nell' angolo retto $\widehat{x_1 z_1}$ e si muova verso l' asse $O_1 z_1$ (fig. 7).

Sia P un punto di coordinate x, y, z. Diciamo D la sua distanza dall' asse fisso $O_1 y_1$. Essendo ω la velocità, α l' accelerazione angolare dell' asse $O_1 z$, la velocità del punto P sarà $D\,\omega$, ed avrà per direzione la retta P P' normale a D nel piano parallelo al piano $x\,z$. La sua accelerazione avrà per compo-

nenti $\frac{(D\,\omega)^2}{D}$, ossia $D\,\omega^2$, nella direzione D, e $D\,\alpha$ nella direzio

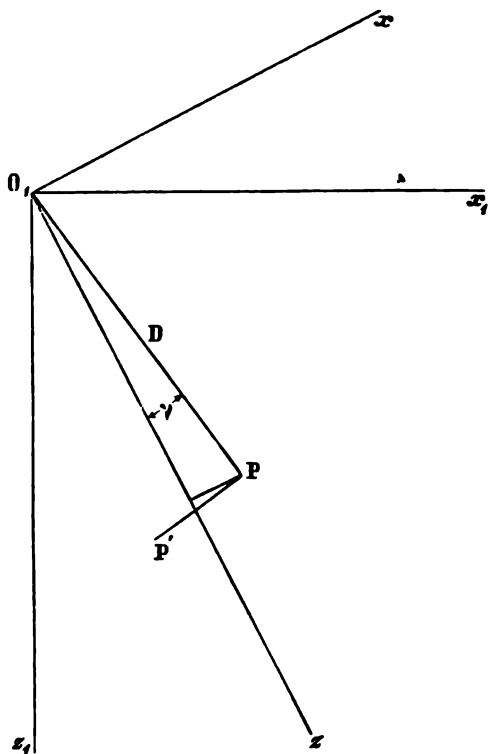



Fig. 7.

P P'. Perciò, chiamando ν l'angolo Dz, sarà:

$$a_x = -D\,\alpha\cos\nu - D\,\omega^2\,\mathrm{sen}\,\nu\,,$$
$$a_y = 0\,,$$
$$a_z = -D\,\omega^2\cos\nu + D\,\alpha\,\mathrm{sen}\,\nu\,.$$

Ma $D\cos\nu = z$, $D\,\mathrm{sen}\,\nu = x$. Dunque:

$$a_x = -\alpha\,z - \omega^2\,x\,,$$
$$a_y = 0\,,$$
$$a_z = -\omega^2\,z + \alpha\,x\,.$$

Quanto alle componenti di g, essendo θ l'angolo z si ha:

$$g_x = -g\,\mathrm{sen}\,\theta\,,\quad g_y = 0\,,\quad g_z = g\cos\theta\,.$$

Perciò le equazioni (27) diventeranno:

$$
(28)\quad \begin{cases}
\dfrac{\partial t_{xx}}{\partial x}+\dfrac{\partial t_{xy}}{\partial y}+\dfrac{\partial t_{xz}}{\partial z}=-\rho(\alpha z+\omega^2 x-g\,\mathrm{sen}\,\theta)\,,\\[2mm]
\dfrac{\partial t_{yx}}{\partial x}+\dfrac{\partial t_{yy}}{\partial y}+\dfrac{\partial t_{yz}}{\partial z}=0\,,\\[2mm]
\dfrac{\partial t_{zx}}{\partial x}+\dfrac{\partial t_{zy}}{\partial y}+\dfrac{\partial t_{zz}}{\partial z}=\rho(-\omega^2 z+\alpha x-g\cos\theta)\,.
\end{cases}
$$

Si tratta di trasformare queste equazioni in modo da farvi comparire le tensioni t_1, t_2, t_3.

Perciò diciamo V il volume di una porzione qualunque del cilindro, $d\,\mathrm{V}$ un suo elemento. Sarà, per la prima delle equazioni precedenti:

$$
\int_{\mathrm{V}}\left(\frac{\partial t_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial t_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial t_{xz}}{\partial z}\right)d\,\mathrm{V}=-\int_{\mathrm{V}}\rho(\alpha z+\omega^2 x-g\,\mathrm{sen}\,\theta)\,d\,\mathrm{V}\,.
$$

Indichiamo con A la superficie che limita il volume V, con $d\,\mathrm{A}$ un suo elemento. Chiamando α_1, α_2, α_3 gli angoli che la normale all' elemento $d\,\mathrm{A}$ forma cogli assi, si ha, per una nota formula di analisi:

$$
\int_{\mathrm{V}}\frac{\partial t_{xx}}{\partial x}\,d\,\mathrm{V}=\int_{\mathrm{A}} t_{xx}\cos\alpha_1\,d\,\mathrm{A}\,,\ \text{ecc.}
$$

Perciò la formula precedente diventerà:

$$
\int_{\mathrm{A}}(t_{xx}\cos\alpha_1+t_{xy}\cos\alpha_2+t_{xz}\cos\alpha_3)\,d\mathrm{A}=-\int_{\mathrm{V}}\rho(\alpha z+\omega^2 x-g\,\mathrm{sen}\,\theta)\,d\mathrm{V},
$$

od anche, chiamando t_x la componente secondo l' asse $\mathrm{O}_1 x$, della tensione applicata all' elemento d A.

$$
\int_{\mathrm{A}} t_x\,d\,\mathrm{A}=-\int_{\mathrm{V}}\rho(\alpha z+\omega^2 x-g\,\mathrm{sen}\,\theta)\,d\,\mathrm{V}\,.
$$

Analogamente dalla seconda e dalla terza delle equazioni (28) otterremo:

$$
\int_{\mathrm{A}} t_y\,d\,\mathrm{A}=0\,,
$$

$$
\int_{\mathrm{A}} t_z\,d\,\mathrm{A}=-\int_{\mathrm{V}}\rho(\omega^2 z-\alpha x+g\cos\theta)\,d\,\mathrm{V}
$$

Applichiamo queste formule alla porzione di cilindro compresa tra la base superiore S_0, la sezione S, situata alla distanza z, il piano (xz), e il piano a cui appartiene la sezione Σ, che forma col precedente l' angolo γ.

Trasformiamo da prima i secondi numeri. Poichè il cilindro ha uno spessore piccolissimo, potremo porre, indicando con s lo spessore, con r il suo raggio medio, con γ' l' angolo variabile, compreso tra 0 e γ, che un piano passante per l'asse fa col piano (xz):

$$dV = s \, . \, r \, d\gamma' \, . \, dz \, , \quad x = r \cos \gamma' .$$

Avremo per conseguenza

$$(29) \quad \begin{cases} \int_A t_x \, dA = -r s \rho \int_0^z dz \int_0^\gamma d\gamma' (\alpha z + \omega^2 r \cos \gamma' - g \operatorname{sen} \theta) , \\ \int_A t_y \, dA = 0 , \\ \int_A t_z \, dA = -r s \rho \int_0^z dz \int_0^\gamma d\gamma' (\omega^2 z - \alpha z \cos \gamma' + g \cos \theta) . \end{cases}$$

Trasformiamo ora i primi membri. Sulla sezione S si ha, in corrispondenza dell' angolo γ', per le ipotesi fatte al § 8 :

$$t_x = - t_2 \operatorname{sen} \gamma' , \quad t_y = t_2 \cos \gamma' , \quad t_z = t_3 ,$$

e sulla sezione S_0:

$$t_x = t_2^0 \operatorname{sen} \gamma' , \quad t_y = - t_2^0 \cos \gamma' , \quad t_z = - t_3^0 ,$$

ove t_2^0 e t_3^0 rappresentano i valori di t_2 e t_3 per $z=0$. I segni sono cambiati, giacchè della sezione S_0 si considera la faccia rivolta verso la direzione negativa dell' asse O_1z.

Sulla sezione Σ si avrà:

$$t_x = - t_1 \operatorname{sen} \gamma , \quad t_y = t_1 \cos \gamma , \quad t_z = t_2 ;$$

e sul piano (xz) che corrisponde al valore 0 di γ':

$$t_x = 0 , \quad t_y = - t_{1_0} , \quad t_z = - t_{2_0} ,$$

essendo t_{1_0} e t_{2_0} i valori di t_1 e t_2 per $\gamma' = 0$.

La superficie A che si considera comprende anche due porzioni della superficie interna e della superficie esterna del cilindro, sulle quali non agisce alcuna tensione.

L'elemento d'area dA per le sezioni S ed S_0 è rappresentato da $rsd\gamma'$; per la sezione Σ e per il piano (xz), da $s\,d\,z$. Le integrazioni sono stese tra 0 e γ, e tra 0 e z. Sicchè finalmente possiamo scrivere le equazioni seguenti, in cui si trasformano le (29):

$$\int_0^\gamma -t_2 \operatorname{sen}\gamma' \,.\, rsd\gamma' + \int_0^\gamma t_2^0 \operatorname{sen}\gamma' \,.\, rsd\gamma' - \int_0^z t_1 \operatorname{sen}\gamma \,.\, sdz =$$

$$= - r s \rho \int_0^z dz \int_0^\gamma d\gamma' (\alpha z + \omega^2 r \cos\gamma' - g \operatorname{sen}\theta) \,,$$

$$\int_0^\gamma t_2 \cos\gamma' . rsd\gamma' - \int_0^\gamma t_2^0 \cos\gamma' . rsd\gamma' + \int_0^z t_1 \cos\gamma . sdz - \int_0^z t_{1_0} sdz = 0 \,,$$

$$\int_0^\gamma t_3 \,.\, r s d\gamma' - \int_0^\gamma t_3^0 \,.\, r s d\gamma' + \int_0^z t_3 \,.\, s\,dz - \int_0^z t_{2_0} \,.\, s\,dz =$$

$$= -rs\rho \int_0^z dz \int_0^\gamma d\gamma' (\omega^2 z - \alpha r \cos\gamma' + g \cos\theta) \,.$$

Derivo ora queste equazioni rispetto alle variabili γ e z, avendo presente che le quantità r, s, ρ sono costanti, e che rispetto a quelle variabili devono pure ritenersi costanti le quantità α, ω^2 e θ. Ottengo:

$$(30)\quad \begin{cases} -rs\operatorname{sen}\gamma \dfrac{\partial t_2}{\partial z} - s\dfrac{\partial t_1}{\partial\gamma}\operatorname{sen}\gamma - st_1\cos\gamma = -rs\rho(\alpha z + \omega^2 r\cos\gamma - g\operatorname{sen}\theta) \\ rs\cos\gamma \dfrac{\partial t_2}{\partial z} + s\dfrac{\partial t_1}{\partial\gamma}\cos\gamma - s\,t_1\operatorname{sen}\gamma = 0 \,, \\ rs\dfrac{\partial t_3}{\partial z} + s\dfrac{\partial t_3}{\partial\gamma} = -\rho r s(\omega^2 z - \alpha r\cos\gamma + g\cos\theta), \end{cases}$$

equazioni analoghe alle (28), salvo a contenere le tensioni t_1, t_2, t_3, in luogo delle t_{xx}, t_{xy}, ecc.

Moltiplico la prima di queste equazioni per $\cos\gamma$, la seconda per $\operatorname{sen}\gamma$: poi sommo, e divido per $-s$. Ne deduco il valore di t_1, vale a dire:

$$t_1 = r\rho(\alpha z + \omega^2 r\cos\gamma - g\operatorname{sen}\theta)\cos\gamma\,. \tag{31}$$

Per avere t_2 derivo da prima questa equazione rispetto a γ:

$$\frac{\partial t_1}{\partial\gamma} = -r\rho(\alpha z + \omega^2 r\cos\gamma - g\operatorname{sen}\theta)\operatorname{sen}\gamma - \rho r^2\omega^2\operatorname{sen}\gamma\cos\gamma.$$

Sostituendo ora nella 2ª delle (30), a t_1 e $\frac{\partial t_1}{\partial\gamma}$, i valori ottenuti, e risolvendo rispetto a $\frac{\partial t_2}{\partial z}$, trovo:

$$\frac{\partial t_2}{\partial z} = \rho(2\alpha z + 3\omega^2 r\cos\gamma - 2g\operatorname{sen}\theta)\operatorname{sen}\gamma\,,$$

da cui, moltiplicando per dz e integrando:

$$t_2 = \rho(\alpha z + 3\omega^2 r z\cos\gamma - 2gz\operatorname{sen}\theta)\operatorname{sen}\gamma + t_2^0\,.$$

La funzione di γ t_2^0 rappresenta la tensione tangenziale che agisce sulla base S_0. Il problema, come noi lo abbiamo posto, supponendo cioè deformabile il solo cilindro, non ci permette di conoscere in qual modo è distribuita questa tensione. Perciò potremo prendere ad arbitrio la funzione t_2^0, la cui forma ha del resto pochissima influenza sui resultati.

Osserviamo che la tensione t_2^0, per le ipotesi fatte al § 8, è in ogni punto normale al raggio della sezione (fig. 8). Per ragione di simmetria, nelle coppie di punti simmetrici rispetto all' asse O_1x dovrà avere valori uguali, ma di segno contrario. Nei punti dell' asse O_1x dovrà quindi annullarsi.

Il modo più semplice di esprimer ciò è di supporre t_2^0 proporzionale al seno dell' angolo γ. Porremo dunque:

$$t_2^0 = \rho c_1\operatorname{sen}\gamma\,,$$

essendo c_1 una costante da determinarsi. Così sarà:

$$t_2 = \rho(\alpha z^2 - 2gz\operatorname{sen}\theta + c_1)\operatorname{sen}\gamma + 3\rho r z\omega^2\operatorname{sen}\gamma\cos\gamma\,.$$

Passiamo a t_3. Dalla formula precedente si deduce:

$$\frac{t_2}{r} = \rho\,(\alpha\, z^2 - 2\,g\,z \operatorname{sen}\theta + c_1)\cos\gamma + 3\,\rho\,r\,z\,\omega^2 (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma).$$

Fig. 8.

L' ultima delle (30) potrà allora scriversi:

$$s\,\frac{\partial t_3}{\partial z} + \rho s\,(\alpha z^2 + 2gz \operatorname{sen}\theta + c_1)\cos\gamma + 3\rho r s z \omega^2 (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) =$$
$$= -\rho\, r\, s\,(\omega^2 z - \alpha\, r \cos\gamma + g\cos\theta)\,;$$

a cui:

$$\frac{t_3}{z} = -\rho\,(\omega^2 z + g\cos\theta) - \frac{\rho}{r}\,(\alpha\, z^2 - 2gz \operatorname{sen}\theta + c_1 - \alpha r^2)\cos\gamma -$$
$$- 3\,\rho\, z\,\omega^2 (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma)\,;$$

e integrando:

$$t_3 = -\rho\left(\omega^2 \frac{z^2}{2} + gz\cos\theta\right) - \frac{\rho}{r}\left(\alpha\frac{z^3}{3} - gz^2\operatorname{sen}\theta + c_1 z - \alpha r^2 z\right)\cos\gamma -$$

$$- \frac{3}{2}\rho z^2 \omega^2 (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) + t_3^0 .$$

La tensione normale t_3^0, che agisce sulla sezione S_0, sarà dovuta allo sforzo normale e al momento flettente, esercitati su quella sezione. Supporremo che il primo dia luogo ad una tensione uguale per tutti i punti della sezione, l' altro ad una tensione proporzionale alla distanza dall' asse $O_1 y$, che è normale al piano del momento. Potremo allora scrivere, indicando con c_2 e c_3 due costanti da determinarsi:

$$t_3^0 = \rho c_2 + \frac{\rho}{r} c_3 \cos\gamma .$$

E l' espressione di t_3 diventerà:

$$t_3 = -\rho\left(\omega^2\frac{z^2}{2} + gz\cos\theta + c_2\right) - \frac{\rho}{r}\left(\alpha\frac{z^3}{3} - gz^2\operatorname{sen}\theta + c_1 z -\right.$$

$$\left. - \alpha r^2 z - c_3\right)\cos\gamma - \frac{3}{2}\rho z^2\omega^2(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) .$$

10. Abbiamo così determinate, a meno di costanti arbitrarie, le tre tensioni t_1, t_2, t_3.

Le ultime due si possono scrivere più semplicemente:

$$(32) \quad \begin{cases} t_2 = \mathrm{U}\operatorname{sen}\gamma + 3\rho r z \omega^2 \operatorname{sen}\gamma\cos\gamma , \\ t_3 = \mathrm{U}_1 + \mathrm{U}_2\cos\gamma - \frac{3}{2}\rho z^2\omega^2(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) , \end{cases}$$

dove U, U_1, U_2 sono funzioni che dipendono dalle sole variabili θ e z, vale a dire dalla posizione del pendolo, e dalla sezione che si considera.

Invece di calcolare le costanti arbitrarie che esse contengono, vediamo di ottenere direttamente i loro valori, espressi mediante lo *sforzo di taglio*, lo *sforzo normale* e il *momento flettente*, che abbiamo già determinati.

Perciò osserviamo che essendo la tensione tangenziale t_2 diretta normalmente al raggio della sezione, lo sforzo di ta-

glio τ a cui essa dà luogo nella direzione O_1x, sarà dato dalla formula:

$$\tau = \int_0^{2\pi} - t_2 \operatorname{sen}\gamma \, . \, r \, s \, d\gamma \, .$$

Lo sforzo normale σ, e il momento flettente $l\Phi$ si esprimono per mezzo della tensione normale t_3. E sarà:

$$\sigma = \int_0^{2\pi} t_3 \, . \, r \, s \, d\gamma \, , \qquad l\Phi = \int_0^{2\pi} t_3 \, . \, r \cos\gamma \, . \, r \, s \, d\gamma$$

Dunque per le formule (32):

$$\tau = -rsU \int_0^{2\pi} \operatorname{sen}^2\gamma \, d\gamma - r \, s \, . \, 3 \rho \, r \, z \, \omega^2 \int_0^{2\pi} \operatorname{sen}^2\gamma \cos\gamma \, d\gamma \, ,$$

$$\sigma = rsU_1 \int_0^{2\pi} d\gamma + rs \, U_2 \int_0^{2\pi} \cos\gamma d\gamma - rs \, . \, \frac{3}{2} \rho\omega^2 z^2 \int_0^{2\pi} (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) d\gamma \, ,$$

$$= r^2 s U_1 \int_0^{2\pi} \cos\gamma d\gamma + r^2 s U_2 \int_0^{2\pi} \cos^2\gamma d\gamma - r^2 s . \, \frac{3}{2} \rho\omega^2 z^2 \int_0^{2\pi} (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) \cos\gamma d\gamma .$$

Eseguendo le integrazioni si ottiene:

$$\tau = -\pi \, r \, s \, U \, , \qquad \sigma = 2 \pi \, r \, s \, U_1 \, , \qquad l\Phi = \pi \, r^2 \, s \, U_2 \, ,$$

ovvero, osservando che $2\pi r s = S$:

$$U = -2 \frac{\tau}{S} \, , \qquad U_1 = \frac{\sigma}{S} \, , \qquad U_2 = 2 \frac{l}{2} \frac{\Phi}{\sigma} \, .$$

Onde le formule (32) diventeranno:

$$t_2 = -2 \frac{\tau}{S} \operatorname{sen}\gamma + 3 \rho \, r \, z \, \omega^2 \operatorname{sen}\gamma \cos\gamma$$

$$t_3 = \frac{\sigma}{S} + 2 \frac{l}{r} \frac{\Phi}{S} \cos\gamma - \frac{3}{2} \rho \, \omega^2 \, z^2 (\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) \, .$$

Così le tensioni t_2 e t_3 restano completamente determinate.

La tensione t_1 è data dalla formula (31), ossia:

$$t_1 = r\rho(\alpha z - g\,\mathrm{sen}\,\theta)\cos\gamma + \rho r^2 \omega^2 \cos^2\gamma\,.$$

Ora ricordiamo che si ha:

$$\omega^2 = \frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0)\,, \qquad \alpha = \frac{g}{L}\,\mathrm{sen}\,\theta\,.$$

Inoltre la densità ρ del cilindro è uguale al rapporto $\frac{M_0}{lS}$ tra la sua massa e il suo volume. Perciò potremo scrivere:

$$t_1 = \frac{rM_0}{lS}\left(\frac{z}{L} - 1\right) g\,\mathrm{sen}\,\theta\cos\gamma + \frac{M_0}{lS} r^2 \frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0)\cos^2\gamma\,,$$

$$t_2 = -2\frac{\tau}{S}\,\mathrm{sen}\,\gamma + 3\frac{M_0}{lS} rz\frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0)\,\mathrm{sen}\,\gamma\cos\gamma\,,$$

$$t_3 = \frac{\sigma}{S} + 2\frac{l}{r}\frac{\Phi}{\sigma}\cos\gamma - \frac{3}{2}\frac{M_0}{lS}\frac{2g}{L}z^2(\cos\theta - \cos\theta_0)(\cos^2\gamma - \mathrm{sen}^2\gamma)$$

o più semplicemente:

$$(33)\quad \begin{cases} t_1 = \dfrac{\psi}{S}\cos\gamma + \dfrac{\chi}{S}\cos^2\gamma\,, \\[2ex] t_2 = -2\dfrac{\tau}{S}\,\mathrm{sen}\,\gamma + 3\dfrac{z}{r}\dfrac{\chi}{S}\,\mathrm{sen}\,\gamma\cos\gamma\,, \\[2ex] t_3 = \dfrac{\sigma}{S} + 2\dfrac{l}{r}\dfrac{\Phi}{S}\cos\gamma - \dfrac{3z^2}{2r^2}\dfrac{\chi}{S}(\cos^2\chi - \mathrm{sen}^2\gamma)\,, \end{cases}$$

ove:

$$\psi = M_0 g\frac{r}{l}\left(\frac{z}{L} - 1\right)\mathrm{sen}\,\theta\,,$$

$$\chi = 2M_0 g\frac{r^2}{lL}(\cos\theta - \cos\theta_0)\,.$$

Le tensioni t_1, t_2 e t_3 sono così espresse per mezzo della variabile γ, e delle cinque funzioni

$$\tau,\ \sigma,\ \Phi,\ \psi,\ \chi\,,$$

le quali rappresentano delle forze, e dipendono dalle sole variabili z e θ. Le prime due sono date dalle formule (22):

$$
(34)\quad \begin{cases} \sigma = M_0 g \cos\theta\, f_1(z) + M_0 g (\cos\theta - \cos\theta_0) f_2(z), \\ \tau = - M_0 g \operatorname{sen}\theta\, f_3(z), \\ \varphi = - M_0 g \operatorname{sen}\theta\, f_4(z). \end{cases}
$$

Per analogia porremo:

$$
(35)\quad \begin{cases} \psi = - M_0 g \operatorname{sen}\theta\, f_5(z), \\ \chi = M_0 g (\cos\theta - \cos\theta_0) f_6(z), \end{cases}
$$

essendo:

$$
(36)\quad f_5(z) = -\frac{r}{l}\left(\frac{z}{L} - 1\right), \quad f_6(z) = 2\frac{r^2}{lL}.
$$

Le sei tensioni interne t_{xx}, t_{xy}, ecc., si otterranno dalle formule (24) e (25)

$$
(37)\quad \begin{cases} t_{xx} = t_1 \operatorname{sen}^2\gamma, & t_{zx} = - t_2 \operatorname{sen}\gamma, \\ t_{xy} = - t_1 \operatorname{sen}\gamma \cos\gamma, & t_{zy} = t_2 \cos\gamma, \\ t_{yy} = t_1 \cos^2\gamma, & t_{zz} = t_3. \end{cases}
$$

le quali ci daranno i *valori medii* delle tensioni, lungo un segmento di retta compreso tra la superficie esterna ed interna del cilindro, e normale ad esse.

La ricerca delle tensioni interne è così effettuata con un grado di approssimazione sufficiente al nostro scopo.

IV.

Determinazione dell' energia elastica.

11. L' energia dovuta allo stato di deformazione in cui si trova il cilindro C_0, e che abbiamo indicata con ΔE_e, può esprimersi mediante la formula:

$$
(38)\quad \Delta E_e = \int_{V_0} P\, dV_0,
$$

in cui V_0 rappresenta l' intero volume del cilindro, dV_0 un suo elemento, e P è una funzione delle tensioni data dalla formula :

$$P = \frac{1}{2E}[-\lambda(t_{xx} + t_{yy} + t_{zz})^2 + (1+\lambda)(t_{xx}^2 + t_{yy}^2 + t_{zz})^2 + 2(1+\lambda)(t_{yz}^2 + t_{zx}^2 + t_{xy}^2)] .$$

Nella espressione di P, in luogo delle tensioni interne poniamo i loro valori, dati dalle (37). Si ha allora :

$$P = \frac{1}{2E}[-\lambda(t_1 \operatorname{sen}^2\gamma + t_1\cos^2\gamma + t_3)^2 + (1+\lambda)(t_1^2\operatorname{sen}^4\gamma + t_1^2\operatorname{sen}^4\gamma + t_3^2) + + 2(1+\lambda)(t_2^2\cos^2\gamma + t_2^2\operatorname{sen}^2\gamma + t_1^2\operatorname{sen}^2\gamma\cos^2\gamma)] ;$$

e semplificando :

$$P = \frac{1}{2E}[t_1^2 + t_3^2 - 2\lambda t_1 t_3 + 2(1+\lambda) t_2^2] .$$

Ora sostituiamo a t_1, t_2, t_3 le loro espressioni date dalle formule (33). Si otterrà:

$$P = \frac{1}{2ES^2}\Big[\Big\{\psi^2\cos^2\gamma + 2\psi\chi\cos^3\gamma + \chi^2\cos^4\gamma\Big\} + \Big\{\sigma^2 + 4\frac{l^2}{r^2}\Phi^2\cos^2\gamma + + \frac{3}{4}\frac{z^4}{r^4}\chi^2(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma)^2 + 4\frac{l}{r}\sigma\Phi\cos\gamma - 3\frac{z^2}{r^2}\sigma\chi(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) - - \sigma\frac{l}{r}\frac{z^2}{r^2}\Phi\chi(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma)\Big\} - -2\lambda\Big\{\sigma\psi\cos\gamma + 2\frac{l}{r}\Phi\psi\cos^2\gamma - \frac{3}{2}\frac{z^2}{r^2}\psi\chi\cos\gamma(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma) + + \sigma\chi\cos^2\gamma + 2\frac{l}{r}\chi\Phi\cos^3\gamma - \frac{3}{2}\frac{z^2}{r^2}\chi^2\cos^2\gamma(\cos^2\gamma - \operatorname{sen}^2\gamma)\Big\} + +2(1+\lambda\Big\{4\tau^2\operatorname{sen}^2\gamma + 9\frac{z^2}{r^2}\chi^2\operatorname{sen}^2\gamma\cos^2\gamma - 12\frac{z}{r}\tau\chi\operatorname{sen}^2\gamma\cos^2\gamma\Big\}\Big] .$$

Questa espressione di P dobbiamo sostituirla nella formula (38), che scriveremo:

$$\Delta E_e = \int_0^l dz \int_0^{2\pi} P . r s d\gamma ,$$

riferendoci alla proprietà, di cui già ci siamo valsi, che il cilindro C_0 ha uno spessore piccolissimo.

Otterremo allora, eseguendo le integrazioni rispetto alla variabile γ:

$$\Delta E_e = \frac{\pi r s}{2ES^2} \int_0^l dz \left[\left\{ \psi^2 + \frac{3}{4} \chi^2 \right\} + \left\{ 2\sigma^2 + 4 \frac{l^2}{r^2} \Phi^2 + \frac{9}{4} \frac{z^2}{r^2} \chi^2 \right\} - \right.$$

$$\left. - 2\lambda \left\{ 2 \frac{l}{r} \Phi \psi + \sigma \chi - \frac{3}{4} \frac{z^2}{r^2} \chi^2 \right\} + 2(1+\lambda) \left\{ 4\tau^2 + \frac{9}{4} \frac{z^2}{r^2} \chi^2 \right\} \right].$$

E per le formule (34) e (35), sostituendo a σ, τ, Φ, ψ, χ, le loro espressioni:

$$\Delta E_e = \frac{\pi r s M_0^2 g^2}{2 E S^2} \int_0^l dz \left[\operatorname{sen}^2 \theta f_5^2 + \frac{3}{4} (\cos\theta - \cos\theta_0)^2 f_6^2 + \right.$$

$$+ 2 \cos^2 \theta f_1^2 + 4 \cos\theta (\cos\theta - \cos\theta_0) f_1 f_2 + 2 (\cos\theta - \cos\theta_0)^2 f_2^2 +$$

$$+ 4 \frac{l_2}{r_2} \operatorname{sen}^2 \theta f_4^2 + \frac{9}{4} \frac{z^2}{r^2} \cos\theta - \cos\theta_0) f_6^2 - 2\lambda \left\{ 2 \frac{l}{r} \operatorname{sen}^2 \theta f_4 f_5 + \right.$$

$$+ \cos\theta (\cos\theta - \cos\theta_0) f_1 f_6 + (\cos\theta - \cos\theta_0)^2 f_2 f_6 - \frac{3}{4} \frac{z^2}{r^2} (\cos\theta - \cos\theta_0)^2 f_6^2 +$$

$$\left. + 2(1+\lambda) \left\{ 4 \operatorname{sen}^2 \theta f_3^2 + \frac{9}{4} \frac{z^2}{r^2} (\cos\theta - \cos\theta_0)^2 f_6^2 \right\} \right].$$

Raccogliamo i termini analoghi, ed osserviamo che si ha $2\pi r s = S$. Si otterrà:

$$\Delta E_e = \frac{M_0^2 g^2}{4ES} \int_0^l \left[\operatorname{sen}^2\theta \left\{ f_5^2 + 4 \frac{l^2}{r^2} f_4^2 - 4\lambda \frac{l}{r} f_4 f_5 + 8(1+\lambda) f_3^2 \right\} + \right.$$

$$\left. + (\cos\theta - \cos\theta_0)^2 H + 2\cos^2\theta f_1^2 + \cos\theta (\cos\theta - \cos\theta_0) \{ 4 f_1 f_2 - 2\lambda f_1 f_6 \} \right] dz,$$

ove il termine che moltiplica $(\cos\theta - \cos\theta_0)^2$ si è indicato semplicemente con H, non comparendo esso nelle formule finali.

Costruiamo ora l' espressione $[\Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta}$, vale a dire $\Delta E_e(\theta) - \Delta E_e(\theta_0)$.

Essendo $\operatorname{sen}^2\theta - \operatorname{sen}^2\theta_0 = -(\cos\theta + \cos\theta_0)(\cos\theta - \cos\theta_0)$, vi sarà in tutti i termini il fattore $\cos\theta - \cos\theta_0$, che porremo in evidenza; e avremo:

$$(39)\ [\Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = \frac{M_0^2 g^2}{4ES}\int_0^l \Big[(\cos\theta + \cos\theta_0)\Big\{2f_1^2 - f_5^2 - 4\frac{l^2}{r^2}f_4^2 + 4\lambda\frac{l}{r}f_4f_5 - 8(1+\lambda)f_3^2\Big\} + (\cos\theta - \cos\theta_0)H + \cos\theta\{4f_1f_2 - 2\lambda f_1f_6\}\Big](\cos\theta - \cos\theta_0)dz$$

A questo punto convien osservare che, le oscillazioni del pendolo essendo assai piccole, possiamo trascurare rispetto all' unità le potenze di θ superiori alla prima. Perciò dentro la grande parentesi faremo: $\cos\theta = \cos\theta_0 = 1$. Resterà allora

$$[\Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = \frac{M_0^2 g^2}{2ES}(\cos\theta - \cos\theta_0)\int_0^l \Big[2f_1^2 - f_5^2 - 4\frac{l^2}{r^2}f_4^2 + 4\lambda\frac{l}{r}f_4f_5 - 8(1+\lambda)f_3^2 + 2f_1f_2 - \lambda f_1f_6\Big]dz\,.$$

Per brevità scriveremo:

$$(40)\qquad [\Delta E_e]_{\theta_0}^{\theta} = -M_0\,g\,l\,Q_1(\cos\theta - \cos\theta_0)\,,$$

ove:

$$Q_1 = \frac{M_0 g}{2ESl}\int_0^l \Big\{-2f_1^2 + f_5^2 + 4\frac{l^2}{r^2}f_4^2 - 4\lambda\frac{l}{r}f_4f_5 + 8(1+\lambda)f_3^2 - 2f_1f_2 + \lambda f_1f_6\Big\}dz\,.$$

Poniamo:

$$A_1 = 2\left(\frac{l}{r}\right)^2\frac{1}{l}\int_0^l f_4^2\,dz\,,\quad A_2 = 4(1+\lambda)\frac{1}{l}\int_0^l f_3^2\,dz\,,\quad A_3 = \frac{1}{l}\int_0^l f_1^2\,dz$$

$$A_4 = \frac{1}{l}\int_0^l f_1f_2\,dz\,,\quad A_5 = 2\lambda\frac{l}{r}\frac{1}{l}\int_0^l f_4f_5\,dz\,,$$

$$A_6 = \frac{1}{2l}\int_0^l f_5^2\,dz\,,\quad A_7 = \frac{\lambda}{2}\frac{1}{l}\int_0^l f_1f_6\,dz\,.$$

Sarà allora:

$$Q_1 = \frac{M_0 g}{ES}\{A_1 + A_2 - A_3 - A_4 - A_5 + A_6 + A_7\}. \tag{41}$$

Calcoliamo queste costanti. Sostituendo nelle loro espressioni, alle funzioni f_1, f_2, ecc., i valori dati dalle formule (21) e (36) avremo:

$$A_1 = 2\left(\frac{l}{r}\right)^2 \frac{1}{l}\int_0^l \left\{\frac{l}{6L}\left(\frac{z}{l}\right)^3 - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2 + A\frac{z}{l} + B\right\}^2 dz,$$

$$A_2 = 4(1+\lambda)\frac{1}{l}\int_0^l \left\{\frac{l}{2L}\left(\frac{z}{l}\right)^2 - \frac{z}{l} + C\right\}^2 dz,$$

$$A_3 = \frac{1}{l}\int_0^l \left\{-\frac{z}{l} + \frac{M_2}{M_0} + 1\right\}^2 dz,$$

$$A_4 = \frac{l}{L}\frac{1}{l}\int_0^l \left\{-\frac{z}{l} + \frac{M_2}{M_0} + 1\right\}\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2 + \frac{h_2}{l}\frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{2}\right\} dz,$$

$$A_5 = 2\lambda\frac{1}{l}\int_0^l \left\{\frac{l}{6L}\left(\frac{z}{l}\right)^3 - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2 + A\frac{z}{l} + B\right\}\left\{1 - \frac{z}{l}\right\} dz,$$

$$A_6 = \left(\frac{r}{l}\right)^2 \frac{1}{2l}\int_0^l \left(1 - \frac{z}{L}\right)^2 dz,$$

$$A_7 = \lambda\frac{r^2}{lL}\frac{1}{l}\int_0^l \left\{-\frac{z}{l} + \frac{M_2}{M_0} + 1\right\} dz.$$

Sviluppando i prodotti, ed eseguendo le integrazioni si trova:

$$
(42)\left\{
\begin{aligned}
A_1 &= 2\left(\frac{l}{r}\right)^2\left\{\frac{1}{252}\left(\frac{l}{L}\right)^2-\frac{1}{36}\frac{l}{L}+\frac{1}{15}\frac{l}{L}A+\frac{1}{12}\frac{l}{L}B-\frac{1}{4}\right.\\
&\qquad\left.+\frac{1}{3}A^2+AB-\frac{1}{3}B+B^2+\frac{1}{20}\right\},\\
A_2 &= 4(1+\lambda)\left\{\frac{1}{20}\left(\frac{l}{L}\right)^2+\frac{1}{3}\frac{l}{L}C-\frac{1}{4}\frac{l}{L}+C^2-C+\frac{1}{3}\right.\\
A_3 &= \left(\frac{M_2}{M_0}\right)^2+\frac{M_2}{M_0}+\frac{1}{3},\\
A_4 &= \frac{l}{L}\left\{\frac{h_1}{l}\left(\frac{M_2}{M_0}\right)^2+\frac{1}{2}\frac{h_2}{l}\frac{M_2}{M_0}+\frac{1}{3}\frac{M_2}{M_0}+\frac{5}{24}\right\},\\
A_5 &= 2\lambda\left\{-\frac{1}{30}\left(\frac{l}{L}\right)^2+\frac{1}{6}\frac{l}{L}-\frac{1}{3}\frac{l}{L}A-\frac{1}{2}\frac{l}{L}B+\frac{1}{2}A+B\right.\\
A_6 &= \left(\frac{r}{l}\right)^2\left\{\frac{1}{6}\left(\frac{l}{L}\right)^2-\frac{1}{2}\frac{l}{L}+\frac{1}{2}\right\},\\
A_7 &= \lambda\left(\frac{r}{l}\right)^2\frac{l}{L}\left\{\frac{M_2}{M_0}+\frac{1}{2}\right\}.
\end{aligned}
\right.
$$

Colle formule (40), (41) e (42), la variazione $[\Delta E_e]_{\vartheta_0}^{0}$ dell'
nergia elastica resta completamente determinata.

V.

Deformazione del cilindro.

12. Per determinare la deformazione del cilindro, vale
dire le componenti ξ, η, ζ dello spostamento di un suo pun
qualunque dalla posizione corrispondente allo stato natura
del solido, dovremmo far uso delle formule (2) e (3), che l
gano le funzioni ξ, η, ζ alle tensioni interne.

Ma non avendo calcolate in modo rigoroso le tensioni i
terne, non potremo senz' altro far uso di queste formule,
quali, sostituendo alle tensioni t_{xx}, t_{xy}, ecc. le espressioni t
vate, resulterebbero incompatibili tra loro. Dovremo dunq
anche per le funzioni ξ, η, ζ, limitarci ad una ricerca appr
simata.

Per ciò trascureremo in primo luogo gli spostamenti
punti del cilindro parallelamente all' asse O_1y, avendo que

un' influenza minima sul movimento del pendolo. Supporremo cioè che si abbia in tutto il cilindro

$$\eta = 0 . \tag{43}$$

In secondo luogo lo spostamento ξ, parallelo all' asse O_1x, riterremo che sia lo stesso per tutti i punti di una sezione, trascurando così la deformazione che essa subisce nel proprio piano. E precisamente supporremo che per tutti i punti di una sezione lo spostamento ξ sia quello dei punti che si trovano sul piano (yz), vale a dire che corrispondono ai valori $\frac{\pi}{2}$ e $-\frac{\pi}{2}$ dell' angolo γ.

Finalmente la funzione ζ, analogamente a quanto si è fatto per le tensioni interne, la riterremo dipendente dalle sole variabili z e γ, come se ciascuna sezione si riducesse ad un circolo, di raggio r.

Con queste ipotesi, per determinare le funzioni ξ e ζ, basterà che facciamo uso delle due equazioni:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial z} = \frac{1}{E} [t_{zz} - \lambda (t_{xx} + t_{yy})] , \tag{44}$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{2(1+\lambda)}{E} t_{xz} , \tag{45}$$

la seconda delle quali la applicheremo soltanto ai punti del piano (yz).

13. L' equazione (44), sostituendo a t_{xx}, t_{yy}, t_{zz} le loro espressioni, date dalle formule (37), diventa

$$\frac{\partial \zeta}{\partial z} = \frac{1}{E} [t_3 - \lambda t_1] ,$$

da cui si ricava, con un' integrazione:

$$\zeta = \frac{1}{E} \int_0^z [t_3 - \lambda t_1] dz + \zeta_0 , \tag{46}$$

ove ζ_0 rappresenta lo spostamento ζ per i punti della sezione S_0. Ma essendo questa sezione aderente alla massa rigida M_1

che ruota intorno all' asse fisso $O_1 y_1$, il movimento dei su
punti, rispetto agli assi mobili, dovrà ridursi ad una rotazion
piccolissima intorno all' asse $O_1 y$, che coincide con $O_1 y_1$. Ond
potremo scrivere, indicando con ε una costante

$$\zeta_0 = \varepsilon x ,$$

od anche

$$\zeta_0 = \varepsilon r \cos \gamma .$$

Avremo dunque, sostituendo nella formula (46), a t_2 e t_1 i valori dati dalle (33), e a ζ_0 la sua espressione:

$$(47) \qquad \zeta = \frac{1}{\mathrm{ES}} \int_0^z \left[\sigma + 2 \frac{l}{r} \varphi \cos \gamma - \frac{3}{2} \frac{z^2}{r^2} \chi (\cos^2 \gamma - \mathrm{sen}^2 \gamma) - \right.$$

$$\left. - \lambda \psi \cos \gamma - \lambda \chi \cos^2 \gamma \right] dz + \varepsilon r \cos \gamma .$$

Riprendiamo ora la formula (45). Sul piano (yz), in corrispondenza del valore $\frac{\pi}{2}$ dell' angolo γ, si ha evidentemente

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \gamma} ;$$

si ha poi dalle formule (37) e (33), facendo $\mathrm{sen}\gamma = 1$, $\cos\gamma = 0$

$$t_{xz} = - t_2 = 2 \frac{\tau}{\mathrm{S}} .$$

La formula (45) potrà dunque scriversi:

$$(48) \qquad \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial \gamma} + \frac{4}{\mathrm{E}} (1 + \lambda) \frac{\tau}{\mathrm{S}} .$$

Ma dalla (47) si ricava:

$$\frac{\partial \xi}{\partial \gamma} = - \frac{1}{\mathrm{ES}} \int_0^z \left[2 \frac{l}{r} \varphi \,\mathrm{sen}\, \gamma - 6 \frac{z^2}{r^2} \chi \,\mathrm{sen}\, \gamma \cos \gamma - \lambda \psi \,\mathrm{sen}\, \gamma - \right.$$

$$\left. - 2 \lambda \chi \,\mathrm{sen}\, \gamma \cos \gamma \right] dz + \varepsilon r \,\mathrm{sen}\, \gamma ;$$

e facendo $\operatorname{sen}\gamma = 0$, $\cos\gamma = 0$:

$$\frac{\partial\zeta}{\partial\gamma} = -\frac{1}{\mathrm{ES}}\int_0^z \left[2\frac{l}{r}\phi - \lambda\psi\right] dz - \varepsilon r.$$

Onde la (48) diventerà:

$$\frac{\partial\xi}{\partial z} = -\frac{1}{r\mathrm{ES}}\int_0^z \left[2\frac{l}{r}\phi - \lambda\psi\right] dz - \varepsilon + \frac{4}{\mathrm{E}}(1+\lambda)\frac{\tau}{\mathrm{S}}.$$

Sostituendo a ϕ, ψ e τ le loro espressioni, date dalle formule (34) e (35), otterremo:

$$\frac{\partial\xi}{\partial z} = \frac{\mathrm{M}_0 g}{\mathrm{ES}}\left[\frac{1}{r}\int_0^z \left\{2\frac{l}{r}f_4 - \lambda f_5\right\} dz - 4(1+\lambda) f_3\right] \operatorname{sen}\theta - \varepsilon;$$

da cui

$$\xi = \frac{\mathrm{M}_0 g}{\mathrm{ES}}\int_0^z \left[\frac{1}{r}\int_0^z \left\{2\frac{l}{r}f_4 - \lambda f_5\right\} dz - 4(1+\lambda) f_3\right] dz . \operatorname{sen}\theta - \varepsilon z;$$

e non abbiamo posto la costante arbitraria, giacchè la prima sezione del cilindro, annessa alla massa rigida M_1 non può spostarsi nel proprio piano.

Secondo la convenzione fatta al § 12, assumiamo la funzione ξ data dalla formula precedente, come spostamento parallelo all'asse $\mathrm{O}_1 x$ di tutti i punti della sezione situata alla distanza z dalla S_0, mentre a rigore essa rappresenta soltanto lo spostamento dei punti che appartengono al piano (yz)

Poniamo:

$$\mathrm{F}(z) = \frac{1}{r}\int_0^z \left[2\frac{l}{r}f_4 - \lambda f_5\right] dz - 4(1+\lambda) f_3.$$

Sarà allora:

$$\xi = \frac{\mathrm{M}_0 g}{\mathrm{ES}}\int_0^z \mathrm{F}\, dz . \operatorname{sen}\theta - \varepsilon z.$$

Da questa formula possiamo ricavare il valore di ϵ, ric dando che il centro della base inferiore del cilindro deve se pre trovarsi sull' asse $O_1 z$, e quindi per $z = l$, deve resulta $\zeta = 0$. Perciò dovrà essere:

$$\epsilon = \frac{M_0 g}{ES} \frac{1}{l} \int_0^l F\, dz \operatorname{sen} \theta . \tag{49}$$

Si avrà dunque:

$$\xi = -\frac{M_0 g}{ES} \left[\frac{z}{l} \int_0^l F\, dz - \int_0^z F\, dz \right] \operatorname{sen} \theta ,$$

o, più semplicemente:

$$\xi = -\frac{M_0 g}{ES} l \left[\frac{z}{l} v(l) - v(z) \right] \operatorname{sen} \theta ,$$

essendo:

$$v(z) = \frac{1}{l} \int_0^z F\, dz , \qquad v(l) = \frac{1}{l} \int_0^l F\, dz . \tag{50}$$

Più brevemente ancora scriveremo:

$$\xi = -u(z)\, l \operatorname{sen} \theta , \tag{51}$$

ove:

$$u(z) = \frac{M_0 g}{ES} \left[\frac{z}{l} v(l) - v(z) \right] . \tag{52}$$

Lo spostamento ξ è così determinato. Possiamo dire c esso ci dà la linea secondo la quale si dispone, in ogni istan l' asse del cilindro.

14. Riprendiamo la formula (47), che scriveremo:

$$\zeta = \frac{1}{ES} \int_0^z \sigma\, dz + \left[\frac{1}{ES} \int_0^z \left(2 \frac{l}{r} \varphi - \lambda \psi \right) dz + \epsilon r \right] \cos \gamma -$$

$$- \frac{1}{2ES} \frac{z^2}{r^2} \chi (\cos^2 \gamma - \operatorname{sen}^2 \gamma) - \frac{1}{ES} \lambda \chi \cos^2 \gamma .$$

Lo spostamento ζ, parallelo all' asse $O_1 z$, resulta, come si vede, di quattro parti. Il termine $\frac{1}{ES}\int_0^z \sigma\, d\, z$, che non contiene la variabile γ, rappresenta uno spostamento uguale per tutti i punti di una sezione. Il secondo termine, in cui comparisce il fattore $\cos\gamma$, ossia $\frac{x}{r}$, rappresenta una rotazione intorno al diametro parallelo all' asse $O_1 y$. Gli altri due rappresentano una deformazione della sezione. Ma questi due termini possiamo trascurarli. Infatti l'ultimo di essi, $\frac{1}{ES}\lambda\chi\cos^2\gamma$, ossia, per le formule (35) e (36), $-2\lambda\frac{M_0 g}{ES}\frac{l}{L}\left(\frac{r}{l}\right)^2(\cos\theta-\cos\theta_0)$ contenendo il fattore $\left(\frac{r}{l}\right)^2$ è sempre piccolissimo. L'altro che contiene il fattore $\frac{z^2}{r^2}(\cos^2\gamma - \text{sen}^2\gamma)$ è di un ordine di grandezza maggiore. Ma, come vedremo in seguito, nelle formule in cui compariscono gli elementi relativi alla deformazione del cilindro, lo spostamento ζ figura soltanto nelle espressioni:

$$\int_0^{2\pi}\zeta\, d\gamma, \quad \text{e} \quad \int_0^{2\pi}\zeta\cos\gamma\, d\gamma.$$

Ora, essendo

$$\int_0^{2\pi}(\cos^2\gamma - \text{sen}^2\gamma)\, d\gamma, \quad \text{e} \quad \int_0^{2\pi}(\cos^2\gamma - \text{sen}^2\gamma)\cos\gamma\, d\gamma,$$

uguali a 0, il termine $\frac{1}{2ES}\frac{z^2}{r^2}\chi(\cos^2\gamma - \text{sen}^2\gamma)$ non avrà nessuna influenza nei risultati finali. Perciò potremo fin da ora trascurarlo, a supporre che lo spostamento ζ sia dato dalla formula:

$$\zeta = \frac{1}{ES}\int_0^z \sigma\, dz + \left[\frac{1}{ES}\int_0^z\left(2\frac{l}{r}\Phi - \lambda\psi\right)dz + \varepsilon r\right]\cos\gamma.$$

Noi veniamo così ad ammettere che, durante il movime[nto] tutte le sezioni del cilindro si mantengano piane.

Sostituendo a σ, φ, ψ ed ε le loro espressioni, date d[alle] formule (34), (35) e (49), otterremo:

$$\zeta = \frac{M_0 g}{ES}\int_0^z f_1\, dz \cos\theta + \frac{M_0 g}{ES}\int_0^z f_2\, dz\,(\cos\theta - \cos\theta_0) -$$

$$-\frac{M_0 g}{ES}\left[\int_0^z \left(2\frac{l}{r} f_4 - \lambda f_5\right)dz - \frac{r}{l}\int_0^l F\, dz\right] \text{sen}\,\theta\cos\gamma,$$

che scriveremo più semplicemente:

$$(53)\quad \zeta = u_1(z)\, l\cos\theta + u_2(z)\, l\,(\cos\theta - \cos\theta_0) + u_3(z)\, r\cos\gamma\,\text{sen}$$

essendo:

$$(53')\begin{cases} u_1(z) = \dfrac{M_0 g}{ES}\dfrac{1}{l}\displaystyle\int_0^z f_1\, dz\,, \quad u_2(z) = \dfrac{M_0 g}{ES}\dfrac{1}{l}\displaystyle\int_0^z f_2\, dz\,, \\ u_3(z) = -\dfrac{M_0 g}{ES}\dfrac{1}{r}\left[\displaystyle\int_0^z \left(2\frac{l}{r} f_4 - \lambda f_5\right) dz - \frac{r}{l}\int_0^l F\, d\right. \end{cases}$$

Vediamo come sono espresse le funzioni u, u_1, u_2, u_3, c[he] compariscono in ξ e ζ.

Abbiamo posto (§ 13):

$$F = \frac{1}{r}\int_0^z \left[2\frac{l}{r} f_4 - \lambda f_5\right] dz - 4(1+\lambda) f_3 .$$

Sostituendo ad f_3, f_4, f_5 le loro espressioni, ed esegue[ndo] le integrazioni, si trova:

$$F = 2\left(\frac{l}{r}\right)^2 \left[\frac{1}{24}\frac{l}{L}\left(\frac{z}{l}\right)^4 - \frac{1}{6}\left(\frac{z}{l}\right)^3 + \frac{1}{2} A\left(\frac{z}{l}\right)^2 + B\frac{z}{l}\right]$$

$$-(4+3\lambda)\left[\frac{1}{2}\frac{l}{L}\left(\frac{z}{l}\right)^2 - \frac{z}{l}\right] - 4(1+\lambda)($$

Da questa formula ricaveremo $v(z)$, ossia, per la (50), $\int^{z} F\,dz$. Sarà:

$$v(z)=\left(\frac{l}{r}\right)^2\left[\frac{1}{60}\frac{l}{L}\left(\frac{z}{l}\right)^5-\frac{1}{12}\left(\frac{z}{l}\right)^4+\frac{1}{3}A\left(\frac{z}{l}\right)^3+B\left(\frac{z}{l}\right)^2\right]-$$
$$-(4+3\lambda)\left[\frac{1}{6}\frac{l}{L}\left(\frac{z}{l}\right)^3-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2\right]-4(1+\lambda)C\frac{z}{l}.$$

La funzione $u(z)$, è espressa mediante la $v(z)$ dalla formula (52).

Le funzioni $u_1(z)$, $u_2(z)$, $u_3(z)$, date dalle formule (53'), entano, sostituendo ad f_1, f_2, f_4, f_5 le loro espressioni, ed guendo le integrazioni accennate:

$$\left\{\begin{aligned}
u_1(z)&=\frac{M_0 g}{ES}\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{l}\right)^2+\left(\frac{M_2}{M_0}+1\right)\frac{z}{l}\right],\\
u_2(z)&=\frac{M_0 g}{ES}\frac{l}{L}\left[-\frac{1}{6}\left(\frac{z}{l}\right)^3+\left(\frac{h_2}{l}\frac{M_2}{M_0}+\frac{1}{2}\right)\frac{z}{l}\right],\\
u_3(z)&=\frac{M_0 g}{ES}\left(\frac{l}{r}\right)^2\left[\frac{1}{60}\frac{l}{L}+\frac{1}{3}A+B-\frac{1}{12}-\right.\\
&\quad-(4+3\lambda)\left(\frac{r}{l}\right)^2\left\{\frac{1}{6}\frac{l}{L}-\frac{1}{2}\right\}-4(1+\lambda)\left(\frac{r}{l}\right)^2C-\\
&\quad-\left\{\frac{1}{12}\frac{l}{L}\left(\frac{z}{l}\right)^4-\frac{1}{3}\left(\frac{z}{l}\right)^3+A\left(\frac{z}{l}\right)^2+2B\frac{z}{l}\right\}-\\
&\quad\left.-\lambda\left(\frac{r}{l}\right)^2\left\{\frac{1}{2}\frac{l}{L}\left(\frac{z}{l}\right)^2-\frac{z}{l}\right\}\right].
\end{aligned}\right.$$

Le funzioni u, u_1, u_2, u_3 restano così determinate. La ormazione del cilindro, per qualunque valore dell' angolo θ, è rappresentata dalle formule (51), (43) e (53), ossia:

$$\left\{\begin{aligned}
\xi&=-u\,l\,\mathrm{sen}\,\theta\\
\eta&=0\\
\zeta&=u_1\,l\cos\theta+u_2\,l(\cos\theta-\cos\theta_0)+u_3\,r\cos\gamma\,\mathrm{sen}\,\theta.
\end{aligned}\right.$$

SOPRA UN CURIOSO FENOMENO OSSERVATO FACENDO PASSARE UNA CORRENTE ELETTRICA IN UN TUBO A GAS RAREFATTO.

Nota del Prof. A. RIGHI [1]).

Occupandomi molti mesi or sono della sensibilità alle onde elettriche, posseduta dai tubi a gas rarefatto, ebbi occasione di osservare il fatto seguente.

Si trovino in uno stesso circuito una batteria di piccoli accumulatori, un tubo a gas rarefatto con elettrodi ineguali (per esempio un disco e una punta, oppure una punta e una pallina ecc.), un galvanometro sensibile, ed una forte resistenza, generalmente costituita da una colonna d'acqua distillata o di fonte.

Il tubo s'illumina in modo apparentemente continuo, ed il galvanometro misura la debole corrente che percorre il circuito.

In tali condizioni basta mutare il luogo del circuito nel quale è inserita la resistenza, perchè si modifichi, non solo la luminosità del tubo, ma ancora l'intensità della corrente.

Attratto dallo studio di altri argomenti abbandonai quelle mie ricerche, col proposito però di riprenderle in breve. Ma ciò non ho ancora potuto fare, nè forse potrò fare per molto tempo, e per questo ho creduto non privo d'interesse il rendere noto il fatto incidentalmente osservato e fornire qualche dettaglio sul modo di produrlo.

E dapprima devo notare, che il fenomeno indicato cessa di apparire paradossale, qualora si ammetta che nel circuito non si abbia una corrente continua ma invece una serie di scariche, che si succedono con grandissima rapidità. È noto infatti, che quando una resistenza sufficentemente grande è inclusa nel circuito di una pila e di un tubo a gas rarefatto, il passaggio dell'elettricità è discontinuo. È quindi naturale che la legge di Ohm non sia in tal caso senz'altro applicabile, e

1) Dal Rendiconto delle Sessioni della R. Accad. delle Scienze dell'Ist. di Bologna. Marzo 1899.

che il fenomeno di cui si tratta, presenti analogie grandi con altri dello stesso genere, che altra volta osservai adoperando le scariche di grandi condensatori.

Il luogo del circuito sul quale è inserito il galvanometro non sembra avere sensibile influenza sulla deviazione galvanometrica, il che è naturale, per essere la sua resistenza assai piccola in confronto di quella della colonna d'acqua. Basta dunque tener conto del luogo da questa occupato sul circuito.

Necessariamente questa resistenza si troverà, o fra il tubo ed il polo negativo della sorgente elettrica, o fra il tubo ed il polo positivo. Di più, con uno dei poli della batteria può comunicare o l'elettrodo del tubo che ha maggior superficie, o quello filiforme o accuminato. Quest'ultima diversità ha la sua influenza sul fenomeno, come dirò più oltre.

Onde cambiare prontamente di posto la resistenza, ho adoperato uno speciale commutatore, costituito da dodici bicchierini con mercurio, perfettamente isolati. Con un semplice movimento di rotazione impresso all'asse di questo commutatore, si ottiene questo risultato, e cioè che scambiano fra loro l'ubicazione sul circuito, e il tubo pieno d'acqua, ed un grosso filo di rame, in modo che, se prima del movimento l'acqua si trovava fra il polo + della batteria di accumulatori ed il tubo, ed il grosso filo di rame fra questo ed il polo —, dopo il movimento dato al commutatore, l'acqua viene a collocarsi fra il tubo ed il polo —, ed il filo fra il polo + ed il tubo.

È poi di somma importanza il più perfetto isolamento dell'intero circuito.

Ecco ora, a guisa di esempio, il risultato di una esperienza.

Il tubo, contenente azoto a due o tre decimi di millimetro di pressione, è cilindrico, ed ha per elettrodi un disco ed un filo di alluminio, questo posto secondo l'asse del tubo, quello col suo piano perpendicolare all'asse medesimo. Il filo fa da catodo, gli accumulatori sono 282, e la colonna d'acqua presenta una resistenza (come è noto assai variabile col tempo) dell'ordine di grandezza di 30 milioni di Ohm. L'intensità

della corrente corrispondente alla deviazione galvanometrica osservata fu:

$5,48.10^{-6}$ Ampère, quando la resistenza era fra il tubo e il polo +
$0,4\ .10^{-6}$ Ampère, quando la resistenza era fra il tubo e il polo −

Questo, che ho citato, è uno dei casi nei quali la differenza nelle deviazioni osservate fu la più grande. Il numero di accumulatori adoperato era appena superiore al minimo necessario, perchè si avesse il passaggio dell' elettricità nel circuito. Questa è appunto la condizione necessaria, affinchè il fenomeno si presenti nel modo il più spiccato, e coincide con quella che è necessaria onde si manifestino altri curiosi fenomeni da me altre volte osservati [1]).

Infatti, ripetendo l' esperienza con un numero maggiore di accumulatori la differenza fra le due deviazioni divenne di più in più piccola, come risulta dai numeri seguenti:

	290 elementi	300 el.	360 el.
Acqua dalla parte + ...	$6,44.10^{-6}$	$7,56.10^{-6}$	$14,5.10^{-6}$
» » » —	5,08 »	7,18 »	14 »

Col medesimo tubo il fenomeno restava invertito, coll' invertire il tubo, cioè col fare catodo il disco anzichè il filo. Occorreva allora un maggior numero minimo di elementi della batteria, e di più la differenza fra le due deviazioni era minore.

Un tubo con elettrodi in platino diede un risultato simile, quando il disco era catodo; ma opposto a quello offerto dal primo tubo, quando era catodo il filo. Molti altri tubi, di forme differentissime, contenenti altri gas, a diverse pressioni, ed elettrodi disuguali variamente conformati, mostrarono tutti, qual più qual meno, un fenomeno dello stesso genere, cioè deviazioni diverse nel galvanometro, a seconda del posto occupato dalla resistenza. In tutti i casi poi il fenomeno tende a sparire, allorchè si diminuisce la resistenza impiegata sino a non essere che di qualche migliaia di Ohm.

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, vol. 6 (1890) pag. 88. Mem. della R. Acc. di Bologna, 13 Nov. 1892.

In conclusione, le condizioni necessarie onde il nuovo fenomeno sia assai cospicuo sono: 1.° che siano differenti in qualche modo i due elettrodi del tubo, 2.° che la forza elettromotrice della batteria superi di poco quella minima necessaria a determinare il passaggio della corrente, 3.° che la resistenza, di cui si muta il posto sul circuito, sia assai grande.

Il fenomeno descritto meriterebbe forse d' essere intimamente studiato. Può dirsi intanto che esso costituisce un indice sicuro della discontinuità della corrente nel circuito.

INTORNO ALLA QUESTIONE DELLA PRODUZIONE DI UN CAMPO MAGNETICO, PER OPERA DI UN RAGGIO LUMINOSO POLARIZZATO CIRCOLARMENTE.

Nota del Prof. A. RIGHI [1]).

Il Prof. Fitzgerald ha emesso recentemente l' opinione [2]), che un raggio polarizzato circolarmente, passando attraverso un gas fortemente assorbente, possa renderlo magnetico in un grado apprezzabile, e cioè abbia a prodursi un fenomeno in certo modo reciproco di quello di Zeeman, ed annuncia che un suo assistente sta tentando il relativo esperimento.

Una tale ricerca non può considerarsi come nuova, giacchè io stesso fino dal 1883 feci senza frutto dei simili tentativi [3]), dirigendo un raggio polarizzato circolarmente su vari corpi, assorbenti o no. Di più, come ha fatto notare il signor Gray [4]), altri tentativi infruttuosi furono da questo autore pubblicati nel 1890 [5]).

Non conosco naturalmente quali siano le disposizioni sperimentali adottate nel laboratorio del sig. Fitzgerald, ma certo è che il ricorrere a quei vapori metallici coi quali si suol produrre il fenomeno di Zeeman, deve presentare grandi difficoltà pratiche.

1) Dalla R. Accademia dei Lincei, vol. 8, 1° sem., ser. 5., fasc. 7°, 1899.

2) Nature, 5 january 1899, pag. 222.

3) V. la nota in fine della Memoria: " Ricerche sperimentali sul fenomeno di Hall particolarmente nel bismuto ". Mem. della R. Acc. di Bologna, 11 Novembre 1883; N. Cimento, 3. serie, t. 15 (1884), pag. 144.

4) Nature, 16 February 1899, pag. 367.

5) Phil. Mag., December 1890, pag. 494.

Avendo avuto la fortuna di scoprire che esistono corpi assorbenti, i quali anche alla temperatura ordinaria producono il fenomeno inverso di Zeeman, quali il vapore di ipoazotide [1]) e quello di bromo [2]), ho pensato di valermene per tentare nuovamente di ottenere il fenomeno supposto. Ecco come ho disposto l'esperienza, la quale, posso dir fin d'ora, non ha dato miglior risultato di quelle fatte in precedenza.

Un tubetto di vetro del diametro di 1,6 c. e della lunghezza di 2,3 c. chiuso con vetri piani sottilissimi e pieno d'ipoazotide gassosa, è posto sul cammino d'un raggio solare orizzontale, condensato con una lente e polarizzato da un nicol. Fra il polarizzatore ed il tubo trovasi una doppia lamina quarto-d'onda, formata da due lamine poste nello stesso piano e congiunte secondo una linea verticale. Siccome il nicol è così orientato, da dare un raggio a vibrazioni verticali e le due lamine hanno le loro sezioni principali a 45° l'una a destra l'altra a sinistra della verticale, così basta spostare lateralmente la doppia lamina, in modo che la luce attraversi ora l'una ora l'altra metà di essa, perchè il raggio che attraversa il gas assorbente sia polarizzato circolarmente o in un senso o nel senso opposto.

Al disopra del tubetto si trova un leggiero sistema astatico, formato da due piccoli aghi magnetici, sospeso ad un finissimo filo di quarzo, e munito di un piccolo specchio per la lettura delle deviazioni. Per rendere poi quasi completamente astatico il sistema sospeso, viene fissato in opportuna posizione una piccolissima asticella calamitata, la cui azione compensa quasi del tutto l'azione residua del campo terrestre sul sistema stesso. L'inferiore degli aghi sospesi trovasi a pochi millimetri dal tubo contenente il gas assorbente, ed è diretto trasversalmente all'asse di questo, mentre l'ago superiore dista dal tubo quasi 9 centimetri. In tal modo se il gas si magnetizza per opera del raggio luminoso, il sistema astatico deve deviare.

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 17 Luglio 1898; Berl. Sitzber., 1898, pag. 600; Compt. Rend., t. 127, pag. 216.

2) Rend. della R. Acc. dei Lincei, 18 Dicembre 1898; Berl. Sitzber., 1893, pag. 893; Compt. Rend., t. 128, pag. 45.

Fatta più volte l'esperienza non ho potuto osservare, in modo sicuro, nessuna deviazione, sia nell'atto di spostare la doppia lamina quarto-d'onda nel modo indicato, sia, lasciandola fissa, nell'atto di intercettare con un diaframma o di lasciar libero il raggio luminoso.

Per avere poi una idea dell'ordine di grandezza della magnetizzazione cui poteva essere sensibile l'apparecchio, ho formato, mediante un filo di rame, un anello intorno al tubo al disotto del sistema astatico, ed ho cercato qual'era l'intensità della corrente che doveva percorrerlo, perchè si ottenesse una deviazione corrispondente ad un millimetro della scala. Ho trovato per questa intensità il valore $14,10^{-7}$, in unità elettromagnetiche assolute. Ne risulta, in base alle dimensioni del tubo e del piccolo circuito, che se l'intensità di magnetizzazione del gas fosse stata eguale a 10^{-6} in valore assoluto, essa avrebbe prodotto una deviazione di circa un millimetro della scala.

Se dunque il gas si magnetizza sotto l'azione del raggio solare polarizzato circolarmente, l'intensità di magnetizzazione deve essere alquanto inferiore à 10^{-6} (C. G. S).

SOPRA ALCUNE PROPRIETÀ TERMICHE DELL'ARIA SCINTILLATA.

Nota del Dott. P. PETTINELLI.

Wilson ha mostrato che i raggi X agendo sopra l'aria umida dilatantesi vi producono una nebbia più persistente di quando la dilatazione avviene senza l'azione dei raggi [1]).

Tale effetto pare dovuto all'ionizzazione dell'aria prodotta dai raggi Röntgen, tanto che il Thompson, basandosi sull'esperienza del Wilson, è giunto a misurare il numero degli ioni prodotti in un c. m. cubo di aria [2]).

In una nota pubblicata in questo periodico ho mostrato che i raggi X accelerano il raffreddamento di un corpo nel-

1) The effects of Röntgen's Rays on cloudy condensation — Procedings of the Royal Society, t. 59, p. 338-339.

2) Thomson J. Philosophical Magazine, vol. 46, Dicembre 1898, p. 528-545.

l' aria. Ora ho voluto provare se, ionizzando l' aria col farvi scoccare le scintille, si ottengono i due effetti sopra menzionati.

Perchè l'ionizzazione dell' aria sia più efficace occorre che le scintille scocchino fra due conduttori a punta e che sieno originate da brusche variazioni del potenziale affinchè il campo elettrostatico non dissipi gli ioni prodotti. Servono benissimo a tal uopo le scariche del Ruhmkorff lunghe 2 o 3 cm. circa od anche le scintille che si ottengono fra due punte comunicanti con le due armature esterne dei condensatori di una macchina elettroforica, mentre tra i poli della macchina scoccano scintille di circa tre centimetri, lasciando che le due armature esterne dei condensatori siano collegate fra loro soltanto dalla base di legno della macchina.

Se un uovo elettrico coi conduttori affacciati internamente terminanti a punta si mette in comunicazione con la macchina pneumatica, dando due o tre colpi di stantuffo non si ha indizio alcuno di nebbia quando l' umidità relativa è inferiore ai 60 e la temperatura di circa 20°. Se invece, fatta rientrare l'aria nel pallone, si fanno scoccare fra le due punte interne distanti circa 2 cm. sette od otto scintille ottenute in uno dei due modi anzidetti, facendo agire lo stantuffo della macchina come la prima volta, *si vede formarsi nel pallone una fitta nebbia che persiste per parecchi secondi* ed è visibile nettamente a diversi metri di distanza. L' esperienza riesce bene anche quando l' umidità relativa è di circa 30, ed anche se, vuotato completamente l' uovo elettrico, si riempie d' aria ionizzata mediante frequenti scintille che scoccano fra una punta e la parete interna nel foro attraverso il quale rientra l' aria nel pallone.

Ho altresì trovato che l'aria previamente scintillata asporta più celermente il calore da una superfice calda in contatto con essa. A tal uopo mi son servito di un pallone di vetro della capacità di circa un litro e mezzo, tenuto immerso fino al collo in un bagno contenente venti litri di acqua alla temperatura dell' ambiente. Con un buon contasecondi misuravo il tempo impiegato da un termometro in vetro duro, che aveva l' asta stretta da un tappo impegnato nel collo del pallone ed

il bulbo situato nel mezzo del pallone, a raffreddarsi da una data temperatura ad un'altra determinata. Il termometro, diviso in decimi di grado, veniva prima di ciascuna misura scaldato sempre alla stessa temperatura in una piccola stufa ad aria, dopo se ne determinava per varie volte di seguito il tempo impiegato a raffreddarsi nell' aria del pallone non sottoposta ad alcuna azione, dipoi si introducevano fino a metà del pallone due fili conduttori fra le estremità a punta dei quali si facevano scoccare circa quindici scintille lunghe 2 cm.; ionizzata in questo modo l' aria del pallone si procedeva ad una nuova misura del raffreddamento.

Per fare una nuova serie di determinazioni o si estraeva tutta l' aria ionizzata dal pallone mediante una pompa o si aspettavano parecchie ore lasciando il pallone aperto. Avendo fatto quindici serie di misure ho trovato che *il tempo impiegato dal termometro a raffreddarsi nell' aria scintillata è circa un trentesimo più piccolo di quello impiegato nell'aria non sottoposta ad alcuna azione.*

Riferisco un esempio:

Bari 10 Maggio, temperatura del bagno = 20°,2; temperatura inizia le del termometro = 29°,00; finale = 27°,00.

	t Durata del raffreddamento in sec. e decimi di sec.
I. Misura (aria ordinaria)	66",2
II. Misura (Idem)	66",5
III. Misura (Idem)	66",6
I. Misura (aria scintillata)	64",4
II. Misura (rinnovando lo scintillamento) .	64",0

Potrebbe sorgere il dubbio che le differenze riscontrate fossero dovute a qualche composto chimico prodotto nell' aria dalle scintille. Tale produzione è in questo caso insignificante dato l' esiguo numero di scintille e la loro debole intensità. Tuttavia volli provare ad empire il pallone di vapori di ipoazotide prodotti da un generatore separato con la solita reazione dell' acido nitrico sul rame; il raffreddamento nell' aria rossa per i vapori avveniva in un tempo di poco più di un ventesimo inferiore a quello impiegato dal termometro a raffreddarsi

nell' aria ordinaria. Nel gas illuminante la durata del raffreddamento si riduce a circa la metà che nell' aria, ma un millesimo di questo gas mescolato all' aria non altera sensibilmente la durata del raffreddamento.

Gabinetto di fisica del R. Istituto tecnico di Bari
15 Giugno 1899.

INTORNO AD ALCUNE NUOVE FORME DI POMPE DI SPRENGEL E AD ALCUNE FORME SEMPLICI DI TUBI RÖNTGEN.

Nota di G. GUGLIELMO [1]).

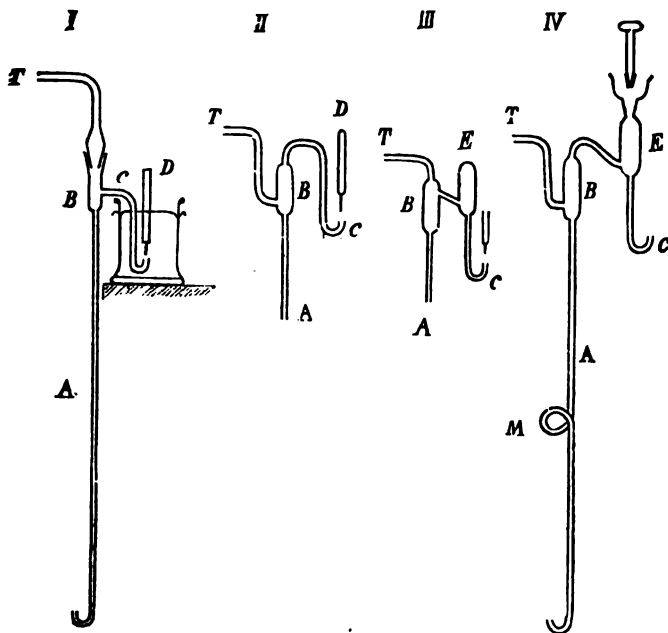
Le forme seguenti di pompe a mercurio, utilissime nel preparare tubi per la produzione dei raggi Röntgen sono molto più semplici di quelle generalmente in uso, e sono di facile costruzione e talora di costo minimo.

La forma I consiste nel tubo di caduta del mercurio A, lungo circa m. 1,50 e di circa 3 mm. di diametro interno, cui è saldato alla sommità un tubo B corto e un po' più largo che termina superiormente con una superficie conica a smeriglio, in cui s' adatta con grasso il tubo T in cui si vuol fare il vuoto; è facile altresì usare invece della congiunzione con grasso, una saldatura. Nel tubo B è saldato lateralmente il ramo corto C del sifone che termina ricurvo all' insù e con un' apertura capillare ma a pareti spesse che può esser chiusa da un ago tenuto da un manico D (del quale si parlerà più minutamente in seguito) che funziona a modo di valvola.

Alle saldature di A con B e B con C e alla congiunzione smerigliata, si possono sostituire congiunzioni mediante tappi di sovero e mastici in modo facile ad immaginare.

Collocato sopra una mensoletta o altro sostegno alto circa m. 1,50 dal suolo un recipiente piuttosto stretto e profondo con mercurio, immersovi il ramo corto C della pompa sifone, sollevato l' ago ed attivato il sifone, la pompa agisce aspirando

1) Dalla Reale Accademia dei Lincei, vol. 6°, 2° sem., ser. 5; fasc. 11. Dicembre 1897.

con una rapidità poco minore di quella teoricamente possibile colle dimensioni usate.

Nella forma II, il ramo corto C del sifone è saldato alla sommità del tubo B, ed a questo invece è saldato lateralmente un tubo D ripiegato all' insù che termina colla congiunzione smerigliata in cui s' adatta il tubo T. Questa forma richiede una saldatura in più della precedente; essa permette però la misura della rarefazione ottenuta.

Queste due forme sono sprovviste di qualsiasi disposizione per trattenere l'aria trascinata meccanicamente dal mercurio.

Tale disposizione (che trovasi nelle forme seguenti) sebbene utile non è completamente indispensabile.

Tuttavia è utile e facile trattenere la quantità d'aria anche minima che può essere trascinata meccanicamente; ciò si ottiene nelle pompe III e IV nelle quali il ramo corto del sifone porta superiormente una bolla E che si vuota contemporaneamente al tubo T, e nella quale l' aria suddetta viene

trattenuta finchè essa non raggiunge una pressione di parecchi millimetri, ciò che richiede molto tempo.

È comodo che la bolla E alla parte superiore possa essere aperta o chiusa mediante un tappo smerigliato, come vedesi nella figura IV; in tal modo, quando si vuol attivare la pompa si può versare rapidamente mercurio nella bolla e così scacciare da essa tutta l'aria, e attivare il sifone senza ricorrere all'aspirazione dalla parte inferiore di A. È utile inoltre che il tubo C penetri dentro la bolla E fino alla parte superiore, così si evita meglio che qualche bolla d'aria invece di fermarsi nella bolla, passi nel tubo di comunicazione colla pompa. Si può p. es., stabilire la comunicazione fra la bolla E ed il resto della pompa IV con una congiunzione a mercurio; perciò il tubo che viene dalla pompa, attraversa un tappo, coperto di mercurio, che chiude il fondo dell'imbutino. Si può anche immergere il ramo C entro una bottiglia sormontata da un imbuto, piena di mercurio e chiusa da un tappo attraversato dal tubo C; in tal modo, quando la pompa agisce nella bottiglia, si forma un vuoto parziale ed il mercurio vi si spoglia d'aria.

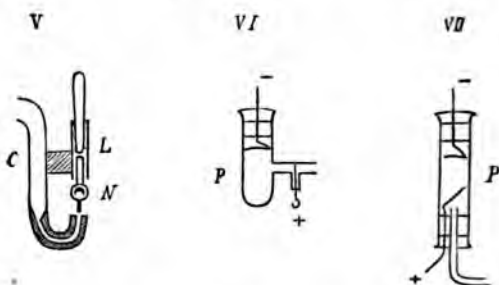
Una disposizione che è utile sebbene spesso non del tutto indispensabile, è quella introdotta da Rood e che nella forma IV vedesi in M. Essa consiste nel ripiegare il tubo A in modo che esso formi un anello, a circa 75 cm. dall'orifizio inferiore, ed ha per iscopo d'impedire che le bolle d'aria trascinate dal mercurio ritornino a galla e quindi nella pompa; nell'anello rimane sempre una colonnetta di mercurio che le bolle suddette non possono spostare. La disposizione che ho usato con curvatura continua, senza punti di flesso, è molto facile a costruire e si può inoltre evitare che il tubo diventi più fragile col legare e fissare i due rami di tubo, nel punto ove s'incontrano, con spago e con gesso oppure ceralacca. Però è da notare che finchè dura l'efflusso del mercurio le bolle d'aria che vengono a galla sono imprigionate dalle gocce di mercurio che si trovano ancora alla sommità del tubo A e che quando cessa l'efflusso del mercurio le bolle piccole rimangono aderenti al vetro, e le grandi producono una interruzione del mercurio e sono trattenute per effetto della tensione superficiale di esso.

Per mettere in azione queste pompe essendo il ramo corto C aperto e immerso nel mercurio occorre attivare il sifone, e a tal uopo occorre esercitare all'estremità inferiore del tubo A una leggera aspirazione, facendo uso d'una piccola pompa o della bocca, coll' intermezzo d' un tubo di gomma; basta diminuire la pressione di due o tre centimetri perchè il mercurio oltrepassi la curvatura del sifone e incominci a cadere e continui poscia per il peso delle colonne cadute. Se però si fa uso d'una piccola pompa a stantuffo è utile non aprire il tubo C fintanto che non si è prodotta con essa tutta la. rarefazione che può produrre, perchè così si evita tutto il periodo in cui la pompa a mercurio è meno attiva; bisogna però aver cura di evitare che il mercurio penetri nella pompa a stantuffo.

Per regolare o far cessare l' efflusso del mercurio serve bene un grosso ago, fissato ad un manico, la cui parte conica penetri nell' orifizio capillare del tubo C; spesso anche senza lavorare nè il tubo, nè l' ago, la chiusura è se non perfetta almeno sufficiente per rendere l' efflusso del mercurio molto lento (p. es. una goccia ogni minuto primo) ciò che è piuttosto vantaggioso che nocivo; si può del resto ottenere facilmente che la chiusura sia perfetta, bagnando l' ago con una poltiglia di smeriglio fino e facendolo ruotare nell' orifizio suddetto finchè le due parti consumandosi vengano a combaciare esattamente.

È utile inoltre e pressochè indispensabile che l' ago suddetto sia guidato nei suoi movimenti (altrimenti venendosi ad adattare nell' orifizio un po' di traverso facilmente lo rompe) e che inoltre funzioni da valvola che chiuda automaticamente l' orifizio quando il mercurio nel recipiente scende sotto un certo livello, evitando così che questo s' abbassi tanto da lasciar scoperta l' estremità del tubo C e permetta l' entrata dell' aria nella pompa, con proiezione di goccioline di mercurio in tutto il tubo T.

Questa valvola si costruisce facilmente fissando l' ago alla parte inferiore d' una bolla di vetro N, alla parte superiore della quale è fissata un' astina che scorre entro un tubo verticale L fissato alla parte superiore del tubo C (fig. V).

È bene che il peso della bolla sia di poco inferiore alla spinta del mercurio, e che essa sia zavorrata alla parte inferiore in modo che l'ago e l'astina rimangano verticali senza

esercitar troppa pressione sul tubo che serve di guida, e che allorquando si abbassa il livello, abbassandosi la bolla l'ago vada per diritto nell'estremità del tubo C. Per regolare o far cessare l'efflusso del mercurio, il tubo N alla parte superiore è guarnito internamente di carta o stoffa, e dentro di esso può scorrere a sfregamento dolce un'astina, abbassando la quale si fa abbassare più o meno la bolla N e l'ago che serve di tappo.

Se il recipiente superiore che contiene il mercurio fosse un po' largo, una quantità non piccola di mercurio, cioè quella compresa fra il fondo e il livello al quale si chiude la valvola, rimarrebbe inattiva; quando si creda, p. es. per economia di mercurio, di evitar ciò, si potrà riempire il fondo del recipiente con gesso, lasciando in questo una cavità sufficiente per contenere la parte inferiore del tubo C fino alla base della bolla.

Riguardo alla rapidità con cui agiscono queste pompe, ritengo che essa non sia diversa da quella delle altre pompe di Sprengel, perchè la parte essenziale, il tubo A, è la stessa in tutte, solamente accoppiando parecchi tubi la rapidità aumenta in proporzione. La pompa agisce lentamente quando la pressione dell'aria che si aspira è grande, perchè tale pressione fa equilibrio al peso delle colonnette di mercurio le quali riescono separate da piccoli intervalli. È perciò utile, specialmente se si fa il vuoto in un tubo di molta capacità, di pro-

durre una discreta rarefazione per mezzo d' una pompa a stantuffo che si può far agire all' estremità del tubo A; in questo caso è comodo adattare a questa estremità con un tubetto di gomma un robinetto a tre vie, per poter porre la pompa di Sprengel prima in comunicazione colla pompa a stantuffo e poscia coll' atmosfera, allorchè è incominciato l' efflusso del mercurio.

Quando la rarefazione è un po' avanzata, le gocce di mercurio cadono senza fermarsi dalla sommità del tubo A fino al livello del mercurio, producendo così nelle pompe sopra descritte un' aspirazione di circa 5 cm^3 d' aria per ogni goccia di mercurio di circa 0,05 cm^3 di volume. Quindi 100 cm^3 di mercurio aspirano $5 \times 20 \times 100$ cm^3 d'aria, ossia 10 litri d'aria, e se le gocce si succedono ad intervalli d' un secondo, in un minuto primo vengono aspirati circa 300 cm^3 d' aria.

Un inconveniente che può esser d' ostacolo alla rapidità dell' evacuazione, è la tendenza del mercurio di formare strisciando sul vetro una vena sottile che produce goccioline di mercurio che potrebbero cadere senza aderire al tubo A e lasciare quindi sfuggire l' aria che dovrebbero rinchiudere nel tubo A e trascinare in basso. Si può rimediarvi in vari modi, specialmente nella pompa I, cioè modificando l' orifizio del tubo C nel tubo B, o disponendo entro il tubo B una piccola bacinella che arresti la vena, ma più sicuramente facendo sì che il tubo A alla parte superiore si restringa alquanto, affinchè le gocce non possano attraversarlo senza aderire alle pareti e trasformarsi in colonnette.

I seguenti tubi per la produzione dei raggi Röntgen sono molto facili a costruire e modificare e danno ombre molto nette. Ad un tubo d' assaggio P, di 6 a 8 mm. di diametro, si salda lateralmente un tubo per la congiunzione colla pompa (fig. VI e VII). Il catodo si ritaglia da una lamina d' alluminio, in forma d' un dischetto con una coda; si rende il dischetto concavo, si ripiega la coda come appare nella figura, e si infigge attraverso un piccolo tappo di sovero che s' adatta comodamente nel tubo P. Si circonda quindi la lista suddetta, dalla parte del disco con pezzetti o con uno strato di mastice, e mentre questo è solido, s' introduce il tappo nel tubo A e si

riscalda questo lentamente in modo che il mastice fonda e formi uno strato omogeneo di 5 o 10 mm. sopra il tappo di sovero. La chiusura così è ottima, facile a fare e a disfare. L' anodo è fissato come vedesi nella figura. Per evitare che il vetro fonda per l' azione dei raggi catodici, si può immergere l' estremità del tubo in una scatoletta di carta paraffinata piena d' acqua.

Il tubo suddetto può trasformarsi in un tubo focus, collocando sul fondo una lamina ellittica di platino a 45° dall'asse, che si può fissare in vari modi e fra gli altri con una goccia di smalto. (In mancanza di questo, Diakonoff consiglia lo smalto delle spille che si trovano comunemente in commercio).

Un tubo focus senza saldature dal quale si possono ottenere buoni effetti come dagli altri è quello della fig. VII.

Usando in esso come mastice della ceralacca ordinaria si ha l' inconveniente che essa emette continuamente vapori, e riscaldata bolle facilmente.

È molto migliore l' uso di colofonia resa meno fragile coll' aggiunta (mentre è fusa) di piccole quantità di olio d' oliva, oppure olio di ricino, o paraffina, o vasilina privata delle parti più volatili con un prolungato riscaldamento, o gomma elastica. Le ultime mescolanze sono le migliori; se si mescola gomma elastica è da notare che questa è quasi insolubile nella colofonia a meno che la temperatura sia così elevata da fondere la gomma, ed allora si può aggiungere una grande quantità di questa.

Tutte queste mescolanze hanno il pregio di poter essere riscaldate molto sopra il punto di fusione, senza che bollano, esse allora diventano fluidissime, penetrano per capillarità in tutti gl' interstizi, e solidificandosi formano una massa compatta, omogenea che guarentisce un' ottima chiusura. Le miscele con olio di ricino, vasilina condensata e paraffina hanno inoltre il vantaggio d' esser trasparenti e i possibili difetti divengono visibili. Occorre però avvertire che la quantità di olio di ricino ecc. deve essere molto piccola altrimenti la massa rimane plastica anche a temperatura ordinaria, e sotto una pressione continuata, come p. es. la pressione atmosferica, viene a cedere. Inoltre un eccesso specialmente di olio o di

olio di ricino fa si che il mastice nel vuoto produce bolle che distruggono l' omogeneità della massa.

Si può sostituire al mastice la lega di Wood, la quale certamente non emette vapori sensibili, operando del resto come per il mastice. Però siccome la lega non aderisce completamente al vetro, per avere una buona chiusura, sopra la lega si può versare uno strato di mastice ben fuso. Una simile chiusura è così buona come quella ottenuta saldando vetro e platino, però forse a lungo andare non resiste ai vapori di mercurio, che però nella durata d' un giorno non pare che producano il minimo effetto.

Un vantaggio di questi tubi, oltre alla facilità di costruzione si ha nella rapidità colla quale vi si produce il vuoto; se il tubo non è umido, pochi minuti di aspirazione sono sufficienti perchè la pressione passi dalla pressione atmosferica a quella necessaria per ottenere i raggi Röntgen. Le ombre sono altresì molto nette. L' intensità dei raggi è sufficiente per produrre sulla lastra fotografica un' immagine intensa delle dita in circa 5', ma a causa della nettezza dei contorni l' immagine è completa anche con una durata molto minore.

SOPRA UN SISTEMA DI CONDUTTURA SOTTERRANEA PROTETTA PER TRAMVIE ELETTRICHE URBANE.

Nota dell' Ing. C. CARLO INCISA.

È noto come per ragione di estetica e di sicurezza, si tenti ora di generalizzare le condutture sotterranee nelle tramvie elettriche.

I progetti di condutture sotterranee proposte fino ad ora possono compendiarsi nei tre gruppi seguenti:

1° Grandi canali a fessura aperta.

2° Condotte con porzioni elastiche esterne.

3° Condotte chiuse a superficie rigida.

I sistemi del primo gruppo dànno resultati tecnici soddisfacenti ma esigono spese enormi d' impianto. Quelli del terzo gruppo, sono del tutto chiuse e la corrente è trasmessa ai mo-

tori per mezzo di contatti meccanici o elettromagnetici che funzionano solo al momento del passaggio di un carrozzone.

Al 2° gruppo appartengono quei sistemi a fessura elastica chiusa per tutta la linea, e che si apre solo al passaggio della vettura. È a quest' ultimo sistema che appartiene il progetto dell' Ing. Incisa, il quale ha potuto evitare l' introduzione di cautchou o di molle di acciaio, per la chiusura automatica della fessura.

LIBRI NUOVI

LES MÉTHODES NOUVELLES DE LA MÉCANIQUE CÉLESTE,
di H. POINCARÉ.

(Gauthier-Villars et fils. Parigi).

L' opera, in nitida edizione, è divisa in tre grossi volumi, che sono usciti in tempi diversi, e cioè, rispettivamente nel 1892, nel 1893 e nell' anno in corso.

Questa opera, parto di quel fecondo matematico che è il Poincaré, deve la sua importanza oltre che alla nitidezza e rigore della esposizione, dote comune a tutte le sue numerose pubblicazioni di fisica matematica, principalmente al fatto che tutti i nuovi metodi, dovuti agli sforzi di alcuni astronomi contemporanei, vi sono trattati più col proponimento di farne comprendere lo spirito e di renderne facile il paragone a chi studia, che di metterli sotto la forma più adatta per il calcolatore numerico.

È noto come il problema dei tre corpi abbia una grandissima importanza in astronomia e come sia manifestamente impossibile trovarne un sistema integrale completo: di qui la necessità di ricorrere a metodi approssimativi, i quali sono sino dal principio consistiti nel cercare degli sviluppi che procedano secondo le potenze delle masse. Questi metodi hanno raggiunto un grado tale di perfezione da servire con sufficienza ai bisogni della pratica, e potranno forse servire per lungo

tempo ancora, ma non sempre; infatti essi hanno tutti un carattere comune che impedisce di poterli adoprare per il calcolo delle effemeridi durante un lungo periodo di tempo, essendochè entrano in quei sviluppi i così detti *termini secolari*. In essi il tempo è contenuto nelle funzioni seno e coseno, e coll' aumentare di questa variabile nasce il dubbio se la convergenza delle serie si mantenga oppur no. Alcuni scienziati, convinti che la presenza di quei termini sia dovuta semplicemente ai metodi e non già alla natura del problema, si sono proposti di farli sparire, ed oggi in seguito ai lavori di Delaunay, di Hill, di Gyldèn, di Newcomb, di Lindstedt, di Bohlin le difficoltà che derivavano dai termini secolari possono considerarsi vinte, dal momento che le coordinate degli astri sono sviluppate in serie, di cui tutti i termini sono ora periodici. Ecco a che questi metodi nuovi debbono la loro origine, e quale è stato lo scopo di investigarli.

Prima di intraprenderne la esposizione l' autore, nel primo volume, rammenta i metodi di Jacobi e la teoria di Cauchy relativa alla integrazione delle equazioni differenziali; fa poi lo studio completo delle soluzioni periodiche di primo genere, e dopo avere parlato degli esponenti caratteristici passa ad esporre la dimostrazione della non esistenza degli integrali uniformi. Fatto poi largamente lo studio dello sviluppo approssimativo della funzione perturbatrice, il primo volume viene terminato da quello delle soluzioni assintotiche. Di ciascun argomento, e ciò sia detto anche per gli altri volumi, sono fatte notevoli applicazioni al problema dei tre corpi e ai problemi più generali della dinamica.

Nel secondo volume l' autore, dopo avere bene stabilito una volta per sempre la differenza di significato che al concetto di convergenza di una serie viene dato dai matematici e dagli astronomi, incomincia coll' esporre i più semplici metodi nuovi, quali sono quelli di Newcomb e di Lindstedt, dimostrando come si possano vincere certe difficoltà che si incontrano quando si voglia applicarli al problema più generale dei tre corpi. La maggior parte di questo volume è occupata dalla larga trattazione dei metodi di Gyldèn, che permettono di trionfare delle stesse difficoltà e che sono resi più facili

con degli artifizi eleganti ed ingegnosi. Col metodo di Bohlin e colla sua estensione termina il secondo volume.

Nel terzo ed ultimo l'autore svolge la teoria degli invarianti integrali, indicandone la formazione e l'uso; a questa teoria fanno seguito quelle della stabilità, delle soluzioni periodiche di secondo genere e di seconda specie e finalmente quella delle soluzioni doppiamente assintotiche.

È inutile dire che in parecchi argomenti dell'opera campeggiano studi nuovi e interessantissimi dell'autore; i relativi risultati sono ottenuti col rigore assoluto che esigono i matematici, rigore che dà grandissimo pregio specialmente ai suoi teoremi sulle soluzioni periodiche, assintotiche e doppiamente assintotiche. Sono stati poi gli stessi resultati che hanno deciso il Poincarè a formare quest' opera, e che gli hanno permesso di esporre sinteticamente la maggior parte dei metodi fino ad ora proposti, allontanandosi spesso dai modi di esposizione tenuti dai rispettivi autori.

R. Magini.

AIDE-MEMOIRE DE PHOTOGRAPHIE PER IL 1899,

di C. FABRE.

(Un vol. di 340 pag. con incisioni. Gauthier-Villars, editore, Parigi. L 1,75).

La presente opera non è che un' annuario di fotografia, cominciato a pubblicare dal 1876. Il suo scopo è di mettere il lettore al corrente di tutto quello che si fa in un' arte che progredisce ogni giorno e di cui le applicazioni si moltiplicano e si perfezionano sempre più; facilita quindi i lavori dei fotografi e le ricerche dei numerosi dilettanti che si dedicano oggidì a quest' arte utile e dilettevole.

Nel volume sono perciò riuniti gli ammaestramenti più interessanti. Esso è diviso in tre parti: Fotografia teorica, fotografia pratica, fotografia industriale.

La prima parte è una rivista dei progressi compiuti nell' anno in corso. Contiene una lista completa delle società fotografiche e dei lavori compiuti. Fra quest' ultimi l' A. ha insistito specialmente sui processi, apparecchi, prodotti chimici

che hanno dato buoni resultati, il che dà al libro un' impronta eminentemente pratica, e lo rende utilissimo.

Nella seconda parte sono riassunti i principali fondamenti della fotografia. Gli ammaestramenti, le formule, le tavole riportate sono sufficienti a richiamare nella mente dell' operatore quelle nozioni pratiche che egli ha già imparate ma che non ha più presenti alla memoria.

La terza parte è indirizzata più specialmente ai commercianti i quali hanno, per così dire, sottomano, la lista dei principali clienti; il dilettante vi trova inoltre riunite indicazioni utilissime che possono evitargli ricerche lunghe e spesso difficili.

Un' agenda termina il volume; essa permette di scrivere delle note, che completano, in certo qual modo, questo annuario.

R. FEDERICO.

OPINIONS ET CURIOSITÉS TOUCHANT LA MATHEMATIQUE,
d'après les ouvrages français des 16ᵉ, 17ᵉ et 18ᵉ siecles.

per G. MAUPIN.

(Un vol. di 200 pag. G. Carrés e C. Naud, editori, Parigi).

Nei secoli scorsi, quando la matematica non aveva raggiunto quel rigore moderno, dovevano avere un' impronta di curiosità tutta speciale le opere dei matematici i quali spesso con disinvoltura fra una dimostrazione e l' altra parlavano di morale o magari di filosofia, ed abordavano problemi ritenuti insolubili e ne cercavano in tutti i modi la soluzione. Essi cadevano così in errori grossolani ed erano spesso condotti a emettere teorie ed opinioni che ora si leggono con curiosità e valgono a darci un' idea di quello che era lo studio delle matematiche in quei tempi.

Chi non ricorda, per esempio, le innumerevoli soluzioni che in ogni tempo si è cercato di dare della quadratura del cerchio? E appunto da una di queste soluzioni comincia il presente volume.

E precisamente comincia dalla geometria di Oronce Fine, verso l' anno 1556, il quale oltre alla quadratura del cerchio,

crede anche di trovare la duplicazione del cubo, la trisezione dell'angolo, e cose simili.

Il problema della quadratura del cerchio doveva esser poi ripreso da un nobile canonico, filosofo e poeta, e cioè da Carlo de Bovelles ([illegible]) il cui libro porta una prefazione in versi e contiene una strana mescolanza di proposizioni esatte e di ricette sbagliate.

E così leggendo il volume passano rapidamente sotto gli occhi tante cose curiose che trattengono volentieri il lettore.

Ora è Alexis Le Tenneur che dimostra i vantaggi che si avrebbero a insegnare la matematica in francese piuttosto che in latino, — atto veramente rivoluzionario in quei tempi — ora è il gesuita Pardies che prova l'esistenza di Dio dalla considerazione degli spazi assintotici, ora è Prestèt che consiglia lo studio delle matematiche perchè esse moderano le passioni!

Ho cercato di dare un' idea di quello che contiene il libro. Ma sono molte e belle le cose che vi si trovano e di cui non si può neanche accennare brevemente: i trentadue capitoli in cui è diviso il volume contengono ciascuno qualche novità, qualche curiosità, che non solo si legge volentieri, ma che spesso si rilegge.

Il volume è rilegato in tela e oro. L'edizione è accuratissima, la stampa nitida e bella, su ottima carta.

R. FEDERICO.

MANUEL DU PHOTOGRAPHE AMATEUR,

per F. PANAJOU.

(3. ediz. 284 pag. con 63 incisioni. Gauthier-Villars, editore, Parigi 1899).

Di Manuali di fotografia per dilettanti ne esistono parecchi: ma gli uni volendo contenersi in limiti ristretti riescono insufficenti e servono tutto al più per richiamare alla mente di chi le ha già acquistate le nozioni principali di fotografia: gli altri al contrario riescono poco pratici per la grande mole e di poca utilità ai dilettanti, i quali in generale hanno bisogno di nozioni chiare, precise, in modo che il manuale servi

loro di guida e di aiuto nelle manipolazioni fotografiche. A questo scopo è riuscito egregiamente il sig. Panajou, col presente manuale, il quale è proprio adatto per i fotografi dilettanti. E infatti anche un principiante trova un' utilità indiscutibile nella lettura di esso, poichè fin da principio nella descrizione degli apparecchi maggiormente in uso trova facilmente tutti i dati che devono guidarlo nella scelta di una buona macchina fotografica. Dopo, il modo di fare le pose, le manipolazioni chimiche, e tutte le pratiche necessarie, sono descritte così minutamente e con tanta chiarezza, da evitare molti degli insuccessi che in generale sono dovuti all' imperizia dell' operatore.

Infine, abbiamo anche osservato con piacere, come nel presente volume siano anche descritti i processi più moderni della tiratura delle positive, cosa in cui in generale difettano gli altri manuali.

Così oltre alla foto-miniatura, al processo, al carbone, trova anche posto il modo di ottenere le positive al platino, in generale le positive colorate in verde, in violetto, in bleu e quelle sul vetro e sulla porcellana.

Non esitiamo dunque a raccomandare caldamente questo Manuale, il quale davvero colma una lacuna.

R. FEDERICO.

LA PHOTOGRAPHIE ANIMÉE,

per EUG. TRUTAT.

(Un vol. di 185 pag. con 146 incisioni e tavole fuori testo. Gauthier-Villars, editore, Parigi 1899).

Il grandissimo sviluppo che ha preso la cronofotografia in questi ultimi anni, mostra senz' altro come essa siasi resa utilissima. E infatti, oltre alla curiosità che può generare l'osservazione di un oggetto o un essere in movimento, di quanto non è stato utile alla scienza il potere fissare sulla pellicola fotografica il galoppo di un cavallo, il movimento delle onde del mare, e perfino il volo di un uccello?

Col volume presente, l'A. ci fa seguire passo passo i progressi realizzati dai diversi inventori; mostra le imperfezioni

dei primi apparecchi, indica i mezzi impiegati per evitarle l'una dopo l'altra, e segna infine le soluzioni le più perfette e le più pratiche. Questo libro sarà una guida preziosa per tutti coloro che avranno l'ambizione di creare nuovi tipi di apparecchi per la fotografia animata.

Si può quindi dire che questo volume sia la storia della cronofotografia. E invero dalle origini del metodo si passa fino alle più moderne invenzioni. Sono descritti dapprima i sistemi ad apparecchi multipli, poi quelli a striscia sensibile, derivati tutti dall'apparecchio di Marey, e si arriva infine ai cinematografi di cui si ha già una lista assai lunga, e fra i quali primeggia quello dei fratelli Lumière.

Infine l'A. studia i metodi più pratici per ottenere le striscie fotografiche e il loro impiego nella lanterna a proiezione.

R. FEDERICO.

CINEMATIQUE ET MECANISMES. POTENTIEL ET MECANIQUE DES FLUIDES,

di H. POINCARÉ.

(Paris, G. Carrè et C. Naud, Edit., 1899).

Il libro edito con suprema eleganza dai sigg. Carrè e Naud, si raccomanda da sè a chi appena cominci a scorrerne le prime pagine. Tutte le parti vi sono svolte in modo facile piano, intelligibilissimo a chi abbia appena conoscenza del calcolo. Di molti teoremi sono date la dimostrazione analitica la dimostrazione geometrica, e numerose applicazioni ed eleganti esercizi seguono alle teorie più importanti.

Il trattato è diviso in due parti. La prima parte comprend la cinematica e ha sei capitoli. I primi cinque trattano de movimento; il sesto dei mecanismi.

Il primo capitolo tratta delle varie specie di movimen rettilineo e curvilineo, della composizione e decomposizion delle velocità e delle accelerazioni e si chiude colla determ nazione delle componenti normali e tangenziali dell'accel razione nel caso di un movimento curvilineo.

Il II capitolo tratta del movimento di una figura pian invariabile scorrevole su un piano. Detto da prima della rot

zione e della traslazione, tratta poi del movimento di una curva mobile invariabile assoggettata a restare tangente a una curva fissa, della riduzione di un movimento piano a un movimento di rotolamento, e infine del movimento epicicloidale.

Il III capitolo è dedicato al movimento di un corpo solido invariabile, e il IV studia il movimento più generale di un corpo solido, che si dimostra potersi sempre considerare come risultante di una traslazione e di una rotazione. Il capitolo V studia il movimento relativo di un punto, che definisce come il movimento di un punto che apparirebbe a un osservatore invariabilmente legato agli assi mobili.

Nel capitolo VI infine tratta da prima dei movimenti usualmente utilizzati dall' industria e dice della necessità che l' industria ha di trasformare l' un moto nell' altro. Nel seguito del capitolo tratta dei vari meccanismi adoperati per tali trasformazioni, come bielle, ingranaggi, ecc. Il capitolo si chiude colla trattazione della *coulisse di Stephenson.*

Il I capitolo della seconda parte tratta delle *funzioni delle forze* e del *potenziale.*

Nel capitolo II si ha un' ampia trattazione del teorema di Green e delle sue applicazioni. In fine del capitolo si trova il *problema di Dirichlet.*

Nel capitolo III si tratta dell' attrazione esercitata da un elissoide.

I capitoli IV e V sono dedicati alla meccanica dei fluidi. L'A. considera i liquidi come fluidi incompressibili e i gas come fluidi compressibili. Nel primo di questi capitoli studia l' equilibrio dei fluidi; nel secondo ne studia il movimento.

P. BACCEI.

I MODERNI PROCESSI FOTOMECCANICI

per RODOLFO NAMIAS.

(Manuali Hoepli, Milano 1899).

Edito con molta eleganza questo manuale è dedicato a tutti coloro i quali o per diletto e per industria propria si danno allo sviluppo sempre crescente dell' arte fotografica.

Oggi, come nota l'A., le arti grafiche chiedono ben poco dalla mano dell' uomo; è la fotografia che in un tempo assai più breve e in un modo molto più esatto ci fornisce la maggior parte delle illustrazioni che adornano i libri ed i giornali. Questo manuale appunto, si propone lo scopo di riunire in sè tutti quei metodi e quelle ricette per mezzo delle quali dalla semplice fotografia si passa ai diversi processi di stampa.

Stabilita una nomenclatura propria italiana per vari processi, l'A. tratta prima di tutto dei vari metodi diretti di stampa dalla gelatina bicromatata, dopo di quelli indiretti cioè per corrosione (Fotocalcografia, Fototipografia, Fotolitografia) e per modellatura.

Il manuale è ricco di splendide figure, e siamo certi che verrà bene accetto da tutti i cultori delle applicazioni dell' arte fotografica.

Dott. E. Pasquini.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXVIII, Gennaio 1899.

Righi A. *Sull' assorbimento della luce per opera di un corpo posto in un campo magnetico* (pp. 45-48). — L'A. ricorda i fenomeni da lui preveduti [1]) nella produzione del fenomeno inverso di Zeeman colla luce polarizzata e dice di non credere, come affermerebbero i proff. Macaluso e Corbino che la rotazione delle vibrazioni le cui lunghezze d' onda sono vicine a quelle delle radiazioni assorbite, costituisca la causa principale dell' apparizione della luce che si osserva nella esperienza ideata dall'A. Infatti la condizione affinchè i fenomeni di rotazione siano osservabili (grande larghezza delle linee di assorbimento) non solo non è necessaria, ma anzi è sfavorevole agli effetti descritti dall'A. In ogni caso l' esperienza istituita dall'A. rivela in un modo semplice e molto sensibile l' esistenza non solo del fenomeno di Zeeman, ma di un fenomeno più complesso, qual' è quello del fenomeno di Zeeman colle rotazioni delle vibrazioni che probabilmente

1) Nuovo Cimento, (4), t. 9, pag. 168.

ognora lo accompágnano. Ora l'A. completa le considerazioni precedenti tenendo conto della larghezza delle linee di assorbimento.

Se il corpo assorbente, disposto nel campo magnetico dà nelle condizioni ordinarie, una linea di assorbimento di larghezza sensibile, si troverà nello spettro della luce che l' ha attraversata due linee polarizzate circolarmente, l' una a destra, l' altra a sinistra, aventi anch'esse una larghezza sensibile ed in parte sovrapposte: la parte comune resterà oscura per l' azione dell'analizzatore e non vi sarà apparizione di luce che nelle parti esterne, corrispondenti alle due linee.

Ciò spiega come la luce, che apparisce per azione del campo magnetico aumenti fino ad un certo limite, al crescere dell'intensità del campo; ma operando con larghe linee di assorbimento, il colore della luce suddetta potrà non essere più il colore complementare di quello trasmesso dal corpo assorbente. Questo colore potrà variare altresì per la probabile diversità di grandezza, (a seconda delle diverse linee d' uno stesso corpo) dello sdoppiamento prodotto dal campo magnetico.

L'A. ha esperimentato coi vapori di ipoazotide, di bromo, di bromuro di jodio, di cloruro di jodio e tetrabromuro di selenio ed ha sempre ottenuto il fenomeno previsto. Infine l' A. ha istituito delle esperienze simili a quelle del Voigt, relative alla costatazione della doppia rifrazione che viene ad aggiungersi al fenomeno di Zeeman quando la luce incidente ha le sue vibrazioni rettilinee e inclinate sulle linee di forza magnetica del campo, ma, usando uno spettroscopio a debole dispersione, l' A. non ha trovato, rispetto al caso della luce parallela alle linee di forza suddette, che delle piccole differenze d' intensità luminosa.

Guillet A. *Sopra una forma semplice di magnetometro* (pp. 48-50).

Despretz M. *Sull' isteresimetro costruito dai Sigg. Blondel e Carpentier* (pp. 61-64).

Leduc A. *Sull' esperienza di Lord Kelvin e Joule* (pp. 88-91). — Partendo da una formula, dedotta in un suo lavoro precedente [1]) da quella di Clapeyron, l'A. stabilisce l' equazione

$$E\,C\,k = (\alpha\,T - 1)\,.\,v$$

la quale mostra che affinchè un gas non dia luogo ad alcun fenomeno termico nell' esperienza di Lord Kelvin e Joule ($k = 0$), in certe condizioni, è necessario e sufficiente che sia $\alpha\,T = 1$

1) Nuovo Cimento, (4), t. 9, pag. 305.

in queste condizioni e reciprocamente. Per un gas che godesse di questa proprietà in tutte le condizioni, si avrebbe

$$\frac{v}{v_0} = \frac{T}{T_0}$$

dove il volume v_0 corrisponde alla temperatura T_0, quella, ad es., del ghiaccio fondente. Non solo questo gas seguirebbe la legge di Gay-Lussac, ma avrebbe per coefficiente di dilatazione l'inversa della temperatura termodinamica del ghiaccio fondente.

Dalla equazione prima l'A. ha tratto una formula che dà l'abbassamento di temperatura prodotto quando un gas passa dalla pressione $2p$ alla pressione p alla quale si riferiscono i valori noti delle costanti $\gamma = \frac{C}{c}$, α e μ che intervengono nella formula stessa. I valori dedotti da quest'ultima per vari gas coincidono con quelli ottenuti dal Bouty applicando le formule di Clausius o di Van der Waals, calcolando i coefficienti dai resultati sperimentali di Amagat.

BAGARD H. *Sulle variazioni di resistenza di un conduttore elettrolitico in un campo magnetico* (pp. 91-93). — L'A. ha trovato che la resistenza di un conduttore varia in un campo magnetico mediante la seguente disposizione sperimentale:

La parte di un conduttore che si trova nel campo ha la forma di un anello che sarebbe generato dalla rivoluzione di un rettangolo attorno ad un asse parallelo ad uno dei suoi spigoli: si fa coincidere quest'asse con quello dell'elettrocalamita di Faraday. Quest'anello interrotto per un breve tratto si chiude alle due estremità con due tubi pieni com'esso del liquido da cimentare; l'estremità opposte di questi tubi sono occupate da larghi elettrodi destinati a portarvi il contatto. Si congiungono gli elettrodi ai poli di una serie di accumulatori e si osserva l'intensità della corrente mediante un galvanometro Desprets-D'Arsonval posto in derivazione sopra una debole resistenza presa nel circuito. Appena si stabilisce il campo magnetico la resistenza dell'anello liquido aumenta.

BECQUEREL H. *Sulla dispersione anomala del vapore di sodio incandescente e sopra alcune conseguenze di questo fenomeno* (pp. 145-151). — L'A. espone uno studio delle curve date dall'esperienza da lui istituita [1]) mediante le quali si rileva il procedimento delle variazioni degli indici di rifrazione del vapore di sodio nella regione dello spettro che è profondamente alterata dal-

1) Nuovo Cimento, (4), t. 9, pag. 229.

l' assorbimento. In tal guisa ha trovato che due dispersioni anomali differenti dovute a ciascuna delle linee D_1 e D_2 si sovrappongono ed ha ideato un metodo per la misura degli indici di rifrazione inferiori all' unità. Infine l'A. ha constatato coll' esperienza che la birifrangenza prodotta dalla luce polarizzata a 45° dal campo non è che la conseguenza della sovrapposizione del fenomeno di Zeeman e della dispersione anomala.

DUSSAUD. *Sulla trasmissione dei suoni mediante i raggi ultravioletti* (pp. 171-172). — L'A. ha ripetuto l' esperienza della radiofonia, usando, in luogo dei raggi luminosi, i raggi ultravioletti agenti sul selenio attraverso una sostanza fluorescente.

LE BON G. *Sulle proprietà ottiche della luminescenza residua invisibile* (pp. 174-176). — La maggior parte dei corpi investiti dalla luce conservano durante un tempo assai lungo la proprietà di emettere radiazioni oscure costituite talvolta di elementi molto diversi. L' A. ha trovato che la luminescenza residuale data dagli schermi spalmati di solfuro di calcio, esposti alla luce solare per due secondi, ha compiuta la sua graduale dissipazione in 18 mesi. Inoltre mediante opportune esperienze l'A. ha stabilito che v' è identità completa fra la luce solare visibile e la luce assolutamente invisibile emessa dai corpi che hanno veduto la luce per un istante, e che tale luminescenza residuale si può conservare per molto tempo, ma finisce per essere completamente dissipata.

CROOKES W. *Sulla sorgente d' energia nei corpi radio-attivi* (pp. 176-178). — L'A. interpreta la continua emissione di energia, riscontrata da diversi scienziati nell' uranio, nel torio, nel rodio e nel polonio, ammettendo che questi corpi abbiano una struttura che permetta loro di riflettere l' urto delle molecole dell' atmosfera dotate di piccola velocità che le investono, mentrechè le molecole a movimento rapido spezzandosi sulla superficie di quei corpi, i quali adunque agirebbero come un vaglio atto a separare le due specie di molecole, dissiperebbero la loro energia cinetica sotto forma di radiazioni consimili a quelle del Röntgen.

PEROT A. *Sull' espressione dell' energia di un circuito e la legge dell' elettro-calamita* (pp. 235-237).

VILLARD. *Sull' azione chimica dei raggi X* (pp. 237-234). — L'A. ha accertato coll' esperienza che i raggi X e quelli di luce bianca hanno un' azione reciprocamente inversa per modo che gli uni indeboliscono l' azione prodotta dagli altri sulle sostanze rispettivamente sensibili.

MOREAU G. *Sulla torsione permanente ed il punto di ricalescenza dell' acciaio* (pp. 292-294). — L'A. ha trovato che a partire

da una certa torsione esercitata sopra un filo di acciaio, la torsione permanente T_r varia proporzionalmente alla torsione iniziale T_0. Inoltre confrontando dei fili di diametro differente, la differenza di queste due torsioni $T_0 - T_r$ è inversamente proporzionale al diametro d, dunque

$$T_r = T_0 - \frac{k}{d}.$$

Inoltre l'A. ha osservato che la costante k non può caratterizzare lo stato di un acciaio temprato e ricotto, perchè essa varia molto rapidamente in vicinanza del punto di ricalescenza e del punto di tempera massima; infine da questi fatti ha tratto un nuovo metodo di determinazione di questi punti.

COTTON A. *Birifrangenza prodotta dal campo magnetico, legata al fenomeno di Zeeman* (pp. 294-296). — L' A. ha ripetuto la esperienza da lui derivata da quella del prof. Righi [1]), studiando ora coi reticoli di Rowland la luce che emerge da una fiamma posta fra due nicoli all' estinzione, le cui sezioni normali sono a 45° sulle linee di forza di un campo magnetico, quando esso agisce. L'A. ha ritrovato vari resultati del prof. Righi, del Becquerel e del Voigt. Le sue ricerche relative alla birifrangenza sono concordi coll'interpretazione del Becquerel: « che le vibrazioni parallele e perpendicolari al campo magnetico avendo dei massimi di assorbimento distinti, hanno delle curve di dispersione anomala distinta; che inoltre il senso delle rotazioni e l' andamento particolare della curva di dispersione rotatoria nell' esperienza di Macaluso e Corbino possono essere preveduti mediante la semplice considerazione di due vibrazioni circolari inverse ».

LE BON G. *Sulla trasparenza dei corpi opachi per le radiazioni luminose di grande lunghezza d' onda* (pp. 297-300). — Proseguendo le sue ricerche sulle radiazioni di natura molto varia da lui designate col nome di *luce nera*, l'A. è stato condotto a constatare che i corpi reputati più opachi sono al contrario molto trasparenti per delle radiazioni di grande lunghezza d' onda e che è possibile e facile di fotografare colla camera oscura, in pochi secondi degli oggetti chiusi in scatole molto opache, attraversando, ad es., lamine di ebanite, di acajou, di cloruro di argento, di quarzo affumicato ecc.

SAGNAC G. *Emissione di differenti raggi molto diversamente assorbibili nella trasformazione dei raggi X operata da uno stesso corpo* (pp. 300-303). — L'A. ha confermato coi metodi elettrosco-

1) Nuovo Cimento, (4), t. 8, p. 102 e t. 9, pag. 295.

pico e fotografico i resultati da lui già ottenuti circa la complessità dei raggi S e circa la filtrazione di essi operata dall'aria o da lamine sottili di mica e di alluminio.

E. Castelli.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 28, N.i 1 e 2. 1899.

Richards Th. W. e Lewis G. N. *Alcune proprietà elettrochimiche e termochimiche delle amalgame di zinco e cadmio* (pp. 1-12). — Scopo del lavoro è di determinare la forza elettromotrice di pile del tipo:

Amalgama di zinco diluita
Solfato di zinco
Amalgama di zinco concentrata

variando le concentrazioni rispettive, fino al metallo puro, e operando a temperature differenti. I risultati sono riferiti alle due espressioni:

$$E = \frac{R}{n\, e_0} T\, l u \frac{c_1}{c_2} = 0{,}000099\, T \log \frac{c_1}{c_2} \tag{1}$$

e

$$\frac{dE}{dT} = \frac{E}{T} - \frac{Q}{n\, e_0\, T} \tag{2}$$

dove nella (1) E è la f. e. m. osservata, R la costante dei gas, n la valenza del metallo che si studia in questo caso Q (Cd e Zn) e_0 la quantità di elettricità espressa in Coulomb che viene messa in movimento per ogni grammo-atomo; $\frac{c}{c_2}$ è il rapporto delle concentrazioni.

Nella (2) Q esprime il calore di amalgamazione per un numero n di grammi atomi (grammi equivalenti). L'espressione (2) è quella dell'Helmholtz per i coefficienti di temperatura dando ad essa la forma

$$E = \frac{dE}{dT} T + \frac{Q}{n\, e_0}$$

la quantità $\frac{Q}{n\, e_0}$ è costante e la costanza di Q è condizionata da $\frac{dE}{dT}$. Vale a dire la f. e. m. delle pile di questo tipo è una funzione lineare della temperatura.

A temperatura costante la f. e. m. dipende solamente dal rapporto delle concentrazioni c_1/c_2 non dai valori assoluti; questo

accordo esiste fino alla concentrazione di 3 %, al 9 % la concordanza non si verifica più. Tutto questo sarebbe d'accordo con la teoria delle soluzioni diluite.

Inoltre la f. e. m. è proporzionale alle temperature assolute tuttavia fra il calcolato e il trovato c'è sempre una differenza dal 1 al 3%; per la qual cosa diluendo una amalgama non si ha variazione di temperatura.

La quantità di calore che si sviluppa quando un grammoatomo di Cd (gr. 112,3) si scioglie in gr. 11100 e più di mercurio è di 505 picc. calorie, e per lo zinco (gr. 65,4 in gr. 6500 e più mercurio) è di 2255 picc. calorie.

WALD F. *Che cosa è un individuo chimico?* (pp. 13-16). — L'A. protesta contro l'asserzione del Tammann (*Zeitsch. phys. Ch.* 27, 323; *Centr. Blatt.* 98, II. 1079) di ritenere per tradizione una specie chimica ogni sostanza omogenea e che questa omogeneità è indipendente dallo stato fisico di essa. Dà dell'individuo chimico la seguente definizione: « Individui chimici sono fasi; un sistema di fasi si presentano con almeno una variabile indipendente, e in tutte le altre variazioni compatibili con l'assieme del sistema hanno una composizione costante ».

TAMMANN G. *Sulla viscosità dei liquidi soprafusi* (pp. 17-32). Col raffreddare un liquido si può aumentare così la sua viscosità da renderla superiore a quella della sostanza solida cristallina. Dal momento che nella trasformazione di una sostanza dallo stato liquido allo stato amorfo solido vi è una variazione uniforme nelle proprietà fisiche, ne consegue che le così dette sostanze amorfe solide non sono altro che liquidi sopraraffreddati. Mentre si ha un salto nella viscosità delle sostanze cristalline e delle stesse allo stato liquido. L'A. determina la viscosità secondo il principio di Stokes e Jones (*Philos. Mag.* (5), 37, 451, 1894) cioè determinando il tempo che una sfera di platino impiega ad attraversare il liquido in esame, oppure considerando il tempo che impiega un cilindretto metallico a muoversi in seno al liquido. Le sostanze impiegate sono: piperina, betolo, alfolo, peucedamina, cocaina, papaverina, zucchero di canna e di uva, brucina santonina, narcotina, alliltiourea, cloruretano, acido chinico. Il punto in cui un corpo comincia a potersi muovere in seno a queste sostanze soprafuse è circa 90° sotto il punto di fusione; per la santonina e narcotina ascende a 120°: per la brucina e lo zucchero di canna a 50°. Il coefficiente di dilatazione del betolo sia liquido che solido (vetroso) è lo stesso. La tensione superficiale varia uniformemente colla temperatura, aumenta all'abbassarsi di questa.

Wagner Julius. *Reazione fra il permanganato potassico e l'acido cloridrico sotto l'influenza dei catalizzatori* (pp. 33-78). — L'A. fa una introduzione critico-storica di quanto fu fatto sulla titolazione del ferro col permanganato potassico. Riferisce l'interpretazione di Ostwald sulla natura della catalisi, intendendo per essa una accelerazione nelle trasformazioni chimiche dovuta alla presenza di piccole quantità di sostanze estranee che hanno una azione specifica ma non eguale in tutte le reazioni. Col cambiamento della velocità di reazione è collegato un cambiamento di energia che può consistere in una trasformazione del *grado di intensità* da un lato, e del *grado di capacità* (massa attiva) dall'altro, rispetto alle nuove sostanze presenti. Mette in dubbio l'asserzione di Ochs di considerare l'azione catalizzatrice come una trasformazione di potenziale, poichè il potenziale fra due sostanze è stabilito per determinate condizioni, e in questo caso si tratta della formazione di nuove sostanze. Passa a studiare le diverse specie di catalizzatori, tenendo conto delle quantità di permanganato potassico in più che viene trasformato qualora in vece di adoperare una soluzione di HCl sola, si aggiunge a questa quantità determinate di differenti cloruri.

E si può concludere che oltre ai sali ferrosi e ferrici hanno una azione catalitica sul permanganato i sali del tipo Pt^{IV}, Cr^{III}, Cd'', Au'' e nessuna azione invece i sali del tipo Cu'', Hg'', Mn'', Zn'', Co'', Ni''. È notevole come in ogni caso si separi dell'idrato di perossido di manganese, ad eccezione che nel caso della presenza del sale di Pt e Au. Per quanto riguarda la presenza dei sali di manganese i risultati sono coincidenti con quelli di Fresenius, Kessler e Zimmermann. Il solfato agisce più rapidamente del cloruro e ciò perchè il solfato di manganese che si forma dal sale di manganese e dal permanganato potassico, meno rapidamente cede l'ossigeno di quello che non ceda il corrispondente cloro. Per quanto riguarda alla concentrazione dell'acido solforico essa non ha influenza nella reazione. È invece assai differente e non sottoposto ad una regola precisa la quantità di permanganato che si consuma per differenti concentrazioni dell'HCl. In generale occorre assai più permanganato dal teorico. Per soluzioni concentrate di HCl si hanno lo stesso, valori più elevati, ma però variano più regolarmente con la concentrazione dell'acido.

Nella titolazione del ferro, e acido ossalico in soluzione cloridrica la presenza di cloruro di Mg, e di Ba, determina un consumo maggiore di permanganato potassico che arriva fino al 45 %. L'azione acceleratrice di alcuni cloruri nella reazione tra il permanganato potassico e l'acido cloridrico viene dall'A. attribuita

alla rapida ossidabilità (decomposizione) dell'acido clorometallico che si forma e si suppone esistere in soluzione, ritornandosi poi al cloruro del metallo corrispondente. Questo specialmente per il $CdCl_2$; quanto al $PtCl_4 5H_2O$ l'azione è meno rapida e ciò per la non completa decomposizione del composto che riforma, come sarebbe dimostrato da alcune misure di intensità della corrente che con crescente differenza di potenziale si fa attraversare una soluzione di HCl addizionata di H_2PtCl_6. Per mezzo poi dell'abbassamento del punto di congelamento l'A. crede di poter stabilire l'esistenza di veri composti complessi dell' HCl con $CdCl_2$. Egli chiama poi pseudo catalizzatori quelle sostanze che pur determinando un aumento nell' esito finale della reazione pure non l'accelerano.

Schreber K. *Contributo sperimentale alla teoria della pressione osmotica* (pp. 79-98). — L'A. si propone di vedere se la teoria cinetica dei gas si può estendere alla interpretazione della pressione osmotica. Egli suppone che come in un gas p. e. nell'aria un movimento brusco di una parte di essa determina una pressione (pressione determinata dal vento) così se in seno ad una soluzione si determina per una parte sola delle molecole un cambiamento della velocità, si deve stabilire una pressione in certo qual modo analoga a quella determinata dal vento. Esperimentalmente egli crede di giungere a ciò adoperando degli elettroliti. $CuSO_4$; $Cu(NO_3)_2$; K_2SO_4; $Zn(NO_3)_2$. Se in una soluzione di un elettrolita si interpone una membrana semipermeabile e attraverso alla soluzione si fa passare una corrente elettrica perpendicolarmente alla membrana stessa la velocità dei cationi nella loro direzione viene aumentata, e nell' unità di tempo la membrana è battuta da una parte con un maggior numero di urti che dall'altra, così si dovrà stabilire una differente pressione osmotica che sarebbe dovuta a questo aumento della velocità degli ioni. L'A. sviluppa una formula che esprime da un lato la relazione fra la pressione (dovuto all'aumento di velocità degli ioni, e la differenza di potenziale) e dall' altro esprime la porzione di pressione determinata dagli ioni liberi sulla membrana. Le esperienze le eseguisce con un apparato analogo a quello del Pfeffer modificato in modo da poter mandare una corrente elettrica attraverso la soluzione. Esiste una certa proporzionalità fra l' aumento di pressione e la differenza di potenziale, ma l' influenza sulla pressione dovuta agli ioni è assai differente per ogni cellula. I risultati ottenuti confrontati con quelli calcolati sono assai differenti tanto che l'A. non ammette che la teoria cinetica dei gas si possa estendere alla pressione osmotica.

TAMMANN G. *Osservazioni del sig. F. W. Küster sopra la velocità di cristallizzazione* (pp. 96-98). — (V. *Ztschf. phys. chm.* 25, 480; 27, 228; *Centr. Blatt.* 98, I, 979, II, 1077). — L'A. risponde ad alcune osservazioni fatte dal Küster che non ammetteva essere possibile la cristallizzazione qualora le superfici di contatto dei cristalli e della soluzione sono alla temperatura di fusione della sostanza. L'A. crede che ciò sia contrario al principio d'equilibrio. Quanto alla formula di correzione del Nernst e Abegg per la determinazione del punto di congelamento delle soluzioni non può prendersi quì in considerazione, poichè il termometro misura la temperatura della massa liquida e non quella della superfice dei cristalli di ghiaccio che si separano.

GOODWIN H. M. e BURGERS GEORGE K. *Sopra la pressione osmotica di alcune soluzioni eteree, e loro relazione colla legge di Boyle e van 't Hoff* (pp. 99-114). — Il lavoro si riduce a calcolare la pressione osmotica della naftalina, benzofenone e della difenilamina in soluzione eterea alla temperatura di 120°, dalla tensione di vapore di queste soluzioni. Le concentrazioni andavano da N/10 alle N a cui corrisponderebbe una pressione osmotica compresa fra una e 25 atmosfere. Dalle variazioni del prodotto PV con la pressione gli Autori deducono che queste sostanze si comportano come gas facilmente comprimibili. Ciò specialmente per il benzofenone e un po' meno per la naftalina. Per la difenilamina il prodotto PV diminuisce fino a circa 18 atmosfere, dopo di che diviene abbastanza costante. Mentre l'azobenzolo esaminato dal Noyes e Abbot si comporterebbe come un gas permanente.

BARMWATER F. *Sulla natura della pressione osmotica* (pp. 115-144). — L'A. suppone che la pressione osmotica sia dovuta ad una attrazione che si stabilisce fra le molecole della sostanza disciolta e il solvente. Cosicchè una sostanza solida o liquida sciolta nel solvente determina un nuovo liquido in cui non si può supporre altra mobilità delle molecole che quella caratterizzata dal liquido stesso, senza essere necessario di imaginare che le molecole della sostanza sciolta si muovano liberamente come per i gas.

Egli estende alle soluzioni la formula del Van der Waals dove a è la costante di attrazione fra le molecole del corpo sciolto e le molecole del solvente. Applica la sua teoria alle pressioni osmotiche calcolate dai risultati dell'Abegg ottenuti con il punto di congelamento e trova un accordo soddisfacente. Per le soluzioni diluite degli elettroliti l'A. sviluppa una formula che coincide con quella di Kohlrausch per la conducibilità elettrica μ, data dalla

formula di interpolazione $\mu = A - Bv\frac{1}{3}$. Per le soluzioni concentrate i valori calcolati e trovati non vanno d'accordo.

Il fatto che per gli elettroliti deboli vale la legge della diluizione mentre per i forti non vale, l'A lo attribuisce nel primo caso alla presenza di molecole doppie che in principio in parte subiscono la dissociazione elettrolitica, mentre nel secondo caso le molecole semplici sono o alcune o tutte dissociate. Nell'ordinaria dissociazione non è aumentato il movimento progressivo degli ioni, ma quello rotatorio; il che non influisce sul prodotto RT rispetto alla pressione osmotica. Nella dissociazione elettrolitica invece gli ioni hanno aumentato il movimento progressivo, e il prodotto RT aumenta rispetto al grado di dissociazione.

Cohen Ernst. *Sulla velocità di inversione in soluzioni acquose alcooliche* (pp. 145-153). — L'A. determina la velocità di inversione dello zucchero di canna per mezzo dell'HCl, in soluzioni acquose-alcooliche. La velocità di inversione con soluzioni da $^1/_{32}$ fino a $^1/_{128}$ N di HCl in acqua che contiene il 50 $^0/_0$ di alcool è costantemente i $^2/_3$ della corrispondente velocità per soluzioni acquose. L'abbassamento della velocità di inversione nelle soluzioni alcoolico-acquose l'A. lo attribuisce all'influenza del « solvente ». Con soluzioni $^1/_2$ fino $^1/_{16}$ N di HCl il rapporto va da 1,21 fino a 1,42. Così il rapporto fra le velocità d'inversione in soluzione acquosa e alcoolico-acquosa aumenta in principio colla diluizione fino a raggiungere un valore limite che sarebbe in questo caso 1,48.

Wagner Julius. *Intorno alla misura volumetrica dei liquidi e alla preparazione delle soluzioni normali* (pp. 193-220). — L'A. studia gli errori possibili nell'analisi volumetrica inerenti alla misura negli apparecchi graduati e che dipendono sia dalla temperatura, sia dalla natura dell'apparecchio (se buretta, pipetta o pallone graduato) sia dall'aderenza del liquido alle pareti o dalla sua densità; e in fine nella preparazione delle soluzioni normali determina gli errori possibili di pesata e quelli dovuti all'impurezza delle sostanze. Riguardo alla temperatura se l'apparecchio è stato graduato a 15° dà i seguenti numeri di correzione per $^0/_{00}$ per le temperature:

16°	17°	18°	19°	20°	21°	22°	23°	24°	25°
0,1	0,3	0,5	0,7	0,8	1,0	1,2	1,5	1,7	1,9.

Noyes Artur A. *Relazione fra lavoro osmotico e pressione osmotica* (pp. 220-224). — L'A. riferendosi ad un lavoro in collaborazione del signor Abbot (*Ztsch. phys. Ch.* 23, 60) sulla pressione osmotica e tensione di vapore discute la questione che

piccolissime variazioni nella concentrazione possono dar origine ad un ciclo chiuso di trasformazioni. Per dedurre le relazioni fra la pressione osmotica e la tensione di vapore basta determinare le isoterme del ciclo che consiste nel far uscire da un recipiente a pareti semipermeabili una determinata quantità di solvente, questo si trasforma in vapore, il vapore si dilata finchè la sua tensione è eguale alla tensione del vapore della soluzione e finalmente lo stesso vapore alla stessa pressione si condensa e si mescola con la soluzione. Per piccole concentrazioni le variazioni di volumi diventano trascurabili e la pressione osmotica è proporzionale al lavoro, per soluzioni concentrate bisogna tener conto del coefficiente di compressibilità. Il coefficiente di compressibilità dell'acqua a 0° è dato dal numero 0,00005.

Von Hemptinne A. e Bekaert A. *Sulla velocità di reazione* (pp. 225-240). — Gli A. si propongono di studiare l'influenza del solvente sulla velocità di reazione. Determinano la velocità di reazione fra la trietilamina e il bromuro di etile, titolando con il nitrato di argento la quantità di bromuro della base ammoniacale che si forma. (I ioduri e bromuri della serie alifatica non si lasciano in questo modo titolare).

Le determinazioni le fanno con solventi puri e poi in mescolanze diversamente concentrate di questi solventi a due, a due. Dai valori ottenuti per ogni singolo solvente calcolano il valore che si dovrebbe avere per le mescolanze. I solventi adoperati sono il benzolo, xilolo, clorobenzolo, acetone, alcool benzilico, metilico, etilico, propilico. In generale ad eccezione che nell'alcool il bromuro di tetrametilammonio si separa in forma di cristalli. Nell'alcool resta disciolto. Per le mescolanze di acetone e benzolo i valori trovati per la velocità di reazione sono più grandi di quelli calcolati teoricamente, per il clorobenzolo e benzolo sono inferiori. Differenze assai maggiori si notano quando si introduce un alcool; la presenza dell'acqua aumenta assai la velocità di reazione. Per mescolanze di tre solventi i valori trovati e calcolati si differenziano assai. In generale queste mescolanze di tre solventi si comporterebbero come due; per es. i valori ottenuti per una mescolanza di $^1/_3$ di alcool $^1/_3$ di acetone e $^1/_3$ di xilolo corrisponderebbero alla mescolanza binaria:

$$^1/_3 \text{ alcool} + {^2/_3} \text{ (acetone + xilolo)}.$$

Il Menschuttkin che pure aveva fatte esperienze di velocità di reazione della stessa sostanza operava a 100°, gli A. operavano a 66°, in generale a 100° la velocità di reazione è di 36-62 maggiore di quella a 66°.

Ramsay W. e Travers M. W. *Preparazione e proprietà dell' argo puro* (pp. 241 250). — Considerando che in qualunque modo si ottenga l' argo, sia per assorbimento dell' azoto con il magnesio, o con lo scintillamento elettrico, o per diffusione frazionata dell' argo stesso attraverso setti porosi, o per distillazione frazionata dell' argo liquido si ottiene sempre un gas la cui densità è di 19,95 (peso atomico 39,88) gli A. sono indotti ad ammettere trattarsi di un unico elemento. Ora messo a confronto il peso atomico dell' argo con quello dell' elio che è = 4 la differenza è in numero tondo 36. Eguale differenza v' è fra il fluoro e manganese; cromo e ossigeno (36,3); vanadio e azoto (37,64); titanio e carbonio (36,4). Fra ogni due di questi elementi ce n' è un terzo che ha una differenza di circa 16 dall' uno e dall' altro. Così per analogia si può supporre che fra l' argo e l' elio vi sia un altro elemento il quale se è un gas mono atomico dovrà avere la densità di 10. Ma per quanto si tentò la diffusione frazionata dell' elio, ottenuto da tutte le sorgenti fino ad ora conosciute, e anche dell' argo non si riuscì mai ad avere un gas che si avvicinava a quella densità. Scopo degli A. è di preparare dell' argo purissimo e di stabilire alcune proprietà di esso. Descrivono e dànno lo schizzo dell' apparecchio che servì loro per preparare 15 l. di argo per i quali occorsero l. 1500 di aria e circa 5 kg. di magnesio. L' ossigeno era fatto assorbire dal rame, l' azoto dal magnesio e per facilitare notevolmente l' assorbimento, anche a temperatura non molto elevata (rosso incipiente) adoperavano magnesio in polvere mescolato con ossido di calcio privo di acqua e preparato dall' arroventamento in muffola del carbonato precipitato con un ultimo passaggio sull' ossido di rame e sulla mescolanza suddetta il gas veniva purificato dall' idrogeno e del rimanente azoto. L' argo così preparato fu fatto liquefare, e separato dal xenon, kripto, neon per ripetute distillazioni frazionate. L' argo così purificato ha una densità di 19,957 $O = 16$; il potere rifrangente determinato secondo il metodo di Rayleigh è di 0,9665. Il punto di ebollizione dell' argo secondo Olszewski è a — 187° quello dell' ossigeno a — 182° fino a questa temperatura l' argo si comporta come un gas normale.

Comparando un termometro ad argo con uno di idrogeno da + 100° a — 182° la relazione $RT = PV$ si mantiene costante per i due gas. Perciò l' argo anche in prossimità del punto di liquefazione non mostra di polimerizzarsi.

Rimbach E. *Sulla variazione del grado di rotazione degli elettroliti attivi in soluzioni acquose diluite* (pp. 251-256). — L' A. studia le variazioni del grado di rotazione di alcuni elettroliti con

la diluizione per vedere se le stesse differenze nelle curve di dissociazione per gli elettroliti forti e deboli si verificano anche nelle curve che esprimono la variazione del grado di rotazione. Ciò in appoggio alle odierne vedute sulla teoria delle soluzioni. Come elettrolito debole l'A. prende l'acido mandelico, la cui dissociazione, secondo la conducibilità elettrica, è per $v = 256$; 27,7 % e come forte elettrolita prende il suo sale sodico che per la stessa diluizione è dissociato il 90 %. Le diminuzioni del grado di rotazione colla diluizione del sale e dell'acido vanno nello stesso senso del loro grado di dissociazione dimostrando questo che per soluzioni diluite di elettroliti le variazioni nel grado di rotazione dipendono solamente dal grado di dissociazione.

PALMAER WILHELM. *Determinazione per via chimica della variazione di concentrazione negli elettrodi a goccia* (pp. 257-279). — Secondo la teoria di Nernst la differenza di potenziale che si stabilisce negli elettrodi a goccia dipende da una diminuzione nella concentrazione della soluzione del sale di Hg vicino all'elettrodo gocciolante e un aumento vicino alla parte gocciolata. Questo fu dimostrato con misure elettriche in un altro lavoro dell'A. (*Ztsch. phys. Ch.* 25, 265). Ora l'A. si propone di dimostrare per via chimica lo stesso fenomeno, determinando per mezzo di reagenti la concentrazione all'uno e all'altro elettrodo. Egli determina il Hg per mezzo dell'H_2S col metodo colorimetrico, e l'acido nitrico con una soluzione titolata di indaco. Per aumentare le differenze nella concentrazione della soluzione l'A. costruì un tubo a fessure molto sottili delle quali ne fece 102 e il mercurio era spinto fuori con una pressione di 5 atmosfere, in modo che in un minuto gocciolavano circa 300 gr. di Hg in seno ad una soluzione 0,0005 norm. di nitrato di mercurio.

Descrive e dà la figura dell'apparato per raccogliere la soluzione intorno all'elettrodo a goccia, e separatamente quella che circonda l'elettrodo di mercurio già gocciolato.

Quanto riguarda la questione se altri anioni oltre l'NO'_3, i quali sono presenti come l'OH' e HCO'_3 (quest' ultimo derivante dall'acido carbonico dell'aria) fossero trasportati dal mercurio gocciolante, dai risultati ottenuti l'A. è indotto ad ammettere che solamente i nitrioni NO_3 sono trasportati. La durata di 1 minuto è sufficiente per stabilire una differenza nella concentrazione la quale va da 0,42 da un lato a 2,0 all'altro. Così è dimostrato per la prima volta chimicamente che il trasporto degli ioni si effettua per il solo contatto del metallo con un elettrolita senza bisogno di chiudere il circuito esterno.

Le esperienze esposte dall'A. non portano naturalmente nessuna prova decisiva contro la teoria di Warburg sui fenomeni di elettrocapillarità, e confermano ancora una volta la teoria di Nernst sulla tensione elettrolitica di soluzione.

SCHENCK RUDOLF. *Ricerche sui liquidi cristallini* (pp. 280-288). Due sono le interpretazioni che si danno dei liquidi anisotropi, una dovuta al Lehmann che considera i corpi anisotropi come liquidi cristallini, veri e proprii individui chimici; e l'altra di Quincke che suppone invece degli aggregati di piccoli cristalli circondati da un invisibile straterello di liquido di natura diversa. Ora un mezzo per decidere della questione è quello di determinare la temperatura di trasformazione dalla forma anisotropa in quella isotropa, determinando anzitutto quale è l'influenza delle impurezze e cercando di eliminarle completamente. L'A. come materiale sperimentale adopera il p. azoxianisolo che si presta assai bene per la sua facile purificazione e separazione da qualsiasi altra impurezza.

A 116° incomincia la trasformazione nella forma solida, a 134° incomincia la trasformazione nel liquido isotropo.

Sopra i 134° si ottiene una sostanza fusa che può essere filtrata e separata dalle sostanze in sospensione. Ritornando a raffreddare alla temperatura di trasformazione una parte della modificazione anisotropa si separa e si raccoglie al fondo, la parte liquida chiara soprastante si può levare con una pipetta antecedentemente riscaldata. Le impurezze si raccolgono nel liquido soprastante, e la modificazione anisotropa è affatto priva di impurezze ed ha una temperatura di trasformazione costante, come l'A. ha provato per il p. Azoxianisolo che l'ottenne cristallizzato sia dall'alcool che dal cloroformio, e dall'acetone. A meno che non si faccia la supposizione che anche in questi casi si separino delle mescolanze eutettiche l'A. per l'azoxianisolo trova

per quello cristallizzato dall'	alcool	temp. di trasfor.	133,60
»	acetone	»	133,60
»	cloroformio	»	133,55

ciò avvalorerebbe l'asserzione del Lehmann.

La temperatura di trasformazione secondo Ostwald è assai vicina al punto critico, per determinarne la differenza l'A. determina il coefficiente di temperatura dalla relazione termodinamica $\frac{du}{dt} = c_1 - c$ dove u è il calore di trasformazione; c_1 il calorico specifico della sostanza liquida isotropa e c del liquido cristallino. Le quantità c_1 e c l'A. le determina con un calorimetro di

Schuller e Wartha. La differenza del punto di trasformazione dal punto critico Δ è data dall' espressione

$$u - (c_1 - c)\,\Delta = 0 \qquad \Delta = \frac{u}{c_1 - c}.$$

I valori trovati sono per $c =$ da 0,53 a 0,62 e per c_1 da 0,37 a 0,38 le differenze notevoli per c sono dovute a errori sperimentali inevitabili. Perciò il valore di $\frac{du}{dt}$ è in un caso 0,16 calorie nell' altro 0,24 cioè il calore di trasformazione diminuisce per ogni grado di temperatura di 0,16 o 0,24 calorie.

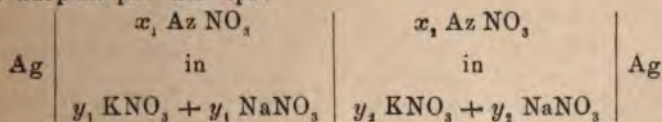
La costante di depressione per il punto di trasformazione è $u = 4{,}22$, cosicchè la differenza dal punto di trasformazione al punto critico è

$$\Delta = \frac{4{,}42}{0{,}16} = 27{,}6^\circ \qquad \text{e} \qquad \Delta = \frac{4{,}42}{0{,}26} = 18{,}4^\circ.$$

Da questi dati si può determinare la pressione necessaria per ridurre coincidenti i due punti; sapendosi che per ogni grado di differenza occorrono 13,2 atmosfere ne consegue che la pressione è rispettivamente di 364,3 e 242,9 atmosfere perchè il punto di trasformazione coincida col punto critico.

Bakhuis Roozeboom H. W. *Intorno alla solidificazione di mescolanze liquide di corpi tautomeri* (pp. 289-301). — Le ricerche sono rivolte a dedurre graficamente dalla regola delle fasi i fenomeni di congelazione per mescolanze di sostanze tautomere; presupponendo che la trasformazione da un campo di reciproco equilibrio ad uno in cui non interviene alcuna trasformazione avvenga attraverso ad un campo di parziale equilibrio. Nota la posizione delle curve d' equilibrio e quelle del punto di congelamento per l' una o l' altra modificazione tautomera si possono dedurre tutti i fenomeni che avvengono a temperatura alta o bassa, per un riscaldamento breve o lungo, lento o rapido. Interessanti sono i due punti così detti eutettici dove si incontrano le curve di solidificazione, e il punto più basso delle curve che segna il campo di comune equilibrio.

Mc. Cheyne Gordon Clarence. *Potenziale di contatto fra i metalli e i sali fusi; dissociazione di questi* (pp. 302-312). — L'A. adopera pile del tipo:

$$Ag \left| \begin{matrix} x_1 \, Az\,NO_3 \\ \text{in} \\ y_1\, KNO_3 + y_1\, NaNO_3 \end{matrix} \right| \begin{matrix} x_2 \, Az\,NO_3 \\ \text{in} \\ y_2\, KNO_3 + y_2\, NaNO_3 \end{matrix} \left| Ag \right.$$

Per il calcolo della differenza di potenziale applica la formula del Nernst: $E_1 - E_2 = \frac{RT}{n} \log \frac{c_2}{c_1}$.

Descrive e dà la figura dell' apparecchio adoperato cercando di diminuire le difficoltà che si presentano dovendo operare a temperature elevate. Due tubi di vetro ripiegati inferiormente all' insù e un po' rigonfiati in questa piegatura, che contengono rispettivamente le mescolanze diversamente concentrate e il filo di argento in esse infitto costituiscono gli elettrodi. Questi sono messi in comunicazione mediante una mescolanza fusa al 10 % di $Ag NO_3$ in parti eguali di $Na NO_3$ e KNO_3. Il tutto è chiuso entro una grande provetta di vetro circondata dai vapori di chinolina e difenilamina. Le concentrazioni agli elettrodi andavano da 0,1 % al nitrato di argento puro. La concentrazione volumetrica molecolare era calcolata dalla densità della mescolanza alla temperatura di 236°. La conducibilità del vetro non aveva influenza sui risultati. Per le pile in cui la concentrazione era rispettivamente di 0,1 % e 1 % di $Ag NO_3$, la forza elettromotrice diminuiva assai rapidamente dal valore iniziale, indicando ciò una reazione fra il metallo e l' elettrolito. Del resto i valori trovati coincidono con grande approssimazione con quelli calcolati dalla teoria osmotica, così il nitrato di argento già alla concentrazione del 10 % sarebbe completamente dissociato. Per concentrazioni elevate l' accordo non è così soddisfacente. Per queste concentrazioni però la dissociazione non è completa. Per la concentrazione del 50 % il grado di dissociazione del $AgNO_3$ ascende al 0,69 % e per il $AgNO_3$ fuso sarebbe 0,58 %. Pile del tipo

$$Zn \mid ZnCl_2 - (Az\,Cl \text{ in } Zn\,Cl_2) \mid Az$$

e analogamente per il $Zn\,Br_2$ e $Ag\,Br$ non si hanno valori costanti.

Richard William Theodor e Curchill Jesse Briggs. *Le temperature di trasformazione di sistemi complessi come punti fissi nella termometria* (pp. 313-316). — È una nota preliminare per reclamare la priorità del lavoro sui signori Meyerhoffer e Saunders. Contemporaneamente gli A. dànno alcune temperature di trasformazione di sali cristallizzati così per il

	Termometro a mercurio	Termometro a idrogeno
Cromato sodico . . .	19,71	19,63
Solfato » . . .	32,484	32,379
Carbonato » . . .	35,3	35,2
Iposolfito » . . .	48,0	47,9
Bromuro » . . .	50,8	50,7
Cloruro di manganese .	57,8	57,7
Fosfato trisodico . . .	73,4	73,3
Idrato di bario. . . .	78,0	77,9

Questi numeri vanno riconfermati da ulteriori più accurate ricerche, essendosi gli A. limitati a stabilire se questi punti

sono costanti, e non se sono i valori assoluti. A questi sali gli A. aggiungono per ($NaCl\,2H_2O$) il valore -10^0 e per $SrCl_2$ 615^0. Per quanto riguarda il sistema $Na_2SO_4\,10\,H_2O\,NaCl$ dato dai signori Meyerhoffer e Saunders esso quantunque teoricamente giusto non dà risultati pratici soddisfacenti essendo che per il riscaldamento si ha la soluzione del sale sodico la fusione del solfato e la separazione dell' anidride, processi che non avvenendo contemporaneamente vanno tutti a gravitare sulla temperatura di trasformazione.

ARRHENIUS SVANTE. *Per la teoria della velocità di reazione* (pp. 317-335). — L'A. fa un esame critico di ciò che riguarda la velocità di reazione in relazione a tutti i fattori che possono influire su di essa come per es. l'aumento delle sostanze reagenti, l'aggiunta di sali neutri, la variazione della temperatura, della pressione osmotica, della concentrazione della soluzione, dell'azione catalitica, la influenza del grado di dissociazione, e per la presenza di notevoli quantità di un non elettrolito come per esempio alcool.

A proposito di questo l' A. crede ingiusta l' asserzione del Cohen (*Zeitsch. phys. Chem.* 25-43) il quale dubitava che non fossero esatti i valori per il grado di dissociazione determinato dalla conducibilità elettrica, essendo che questi non andrebbero d' accordo con la velocità di reazione. Ma per le soluzioni che contengono una notevole quantità di sostanza estranea non si deve prendere solamente in considerazione il numero degli idrogenioni liberi, ma anche la pressione osmotica dello zucchero (nel caso del Cohen) dell'etere che si forma ecc., e indicando con Pa la pressione osmotica delle particelle attive e Pi quella delle particelle inattive allora si può considerare Pa = KPi dove K è una quantità variabile colla temperatura, colla pressione e colla composizione del liquido.

L'A. contraddice pure l'asserzione del van Laar che pure metteva in dubbio l'esattezza del valore (grado di dissociazione) determinato dalla conducibilità elettrica, per il fatto che questo non va d'accordo con i valori calcolati dal calore di soluzione, e ciò specialmente per alcuni sali d'argento di acidi grassi. L'A. calcolando dalla formula del van 't Hoff la variazione del valore α colla concentrazione deduce dal calore di soluzione dell'acetato — proprionato — isobutirrato d'argento dei valori che coincidono con quelli trovati sperimentalmente.

Van AUBEL EDM. *Sopra la conducibilità termica dei liquidi* (pp. 336-341). — L' A. mette in relazione i valori trovati dal Charles H. Lees con la relazione data dal Weber

$$\frac{K}{c\rho}\sqrt[3]{\frac{m}{\rho}} = \text{costante} = E$$

Descrive e dà la figura dell' apparecchio adoperato cercando di diminuire le difficoltà che si presentano dovendo operare a temperature elevate. Due tubi di vetro ripiegati inferiormente all' insù e un po' rigonfiati in questa piegatura, che contengono rispettivamente le mescolanze diversamente concentrate e il filo di argento in esse infitto costituiscono gli elettrodi. Questi sono messi in comunicazione mediante una mescolanza fusa al 10 %, di $Ag NO_3$ in parti eguali di $Na NO_3$ e KNO_3. Il tutto è chiuso entro una grande provetta di vetro circondata dai vapori di chinolina e difenilamina. Le concentrazioni agli elettrodi andavano da 0,1 % al nitrato di argento puro. La concentrazione volumetrica molecolare era calcolata dalla densità della mescolanza alla temperatura di 236°. La conducibilità del vetro non aveva influenza sui risultati. Per le pile in cui la concentrazione era rispettivamente di 0,1 % e 1 % di $Ag NO_3$, la forza elettromotrice diminuiva assai rapidamente dal valore iniziale, indicando ciò una reazione fra il metallo e l' elettrolito. Del resto i valori trovati coincidono con grande approssimazione con quelli calcolati dalla teoria osmotica, così il nitrato di argento già alla concentrazione del 10 % sarebbe completamente dissociato. Per concentrazioni elevate l' accordo non è così soddisfacente. Per queste concentrazioni però la dissociazione non è completa. Per la concentrazione del 50 % il grado di dissociazione del $AgNO_3$ ascende al 0,69 %, e per il $AgNO_3$ fuso sarebbe 0,58 %. Pile del tipo

$$Zn \mid ZnCl_2 - (Az\,Cl \text{ in } Zn\,Cl_2) \mid Az$$

e analogamente per il $Zn Br_2$ e $Ag Br$ non si hanno valori costanti.

RICHARD WILLIAM THEODOR e CURCHILL JESSE BRIGGS. *Le temperature di trasformazione di sistemi complessi come punti fissi nella termometria* (pp. 313-316). — È una nota preliminare per reclamare la priorità del lavoro sui signori Meyerhoffer e Saunders. Contemporaneamente gli A. dànno alcune temperature di trasformazione di sali cristallizzati così per il

	Termometro a mercurio	Termometro a idrogeno
Cromato sodico . . .	19,71	19,63
Solfato » . . .	32,484	32,379
Carbonato » . . .	35,3	35,2
Iposolfito » . . .	48,0	47,9
Bromuro » . . .	50,8	50,7
Cloruro di manganese .	57,8	57,7
Fosfato trisodico . . .	73,4	73,3
Idrato di bario. . . .	78,0	77,9

Questi numeri vanno riconfermati da ulteriori più accurate ricerche, essendosi gli A. limitati a stabilire se questi punti

sono costanti, e non se sono i valori assoluti. A questi sali gli A. aggiungono per ($Na\,Cl\,2H_2O$) il valore — 10° e per $Sr\,Cl_2$ 615°. Per quanto riguarda il sistema $Na_2\,SO_4\,10\,H_2O\,Na\,Cl$ dato dai signori Meyerhoffer e Saunders esso quantunque teoricamente giusto non dà risultati pratici soddisfacenti essendo che per il riscaldamento si ha la soluzione del sale sodico la fusione del solfato e la separazione dell'anidride, processi che non avvenendo contemporaneamente vanno tutti a gravitare sulla temperatura di trasformazione.

ARRHENIUS SVANTE. *Per la teoria della velocità di reazione* (pp. 317-335). — L'A. fa un esame critico di ciò che riguarda la velocità di reazione in relazione a tutti i fattori che possono influire su di essa come per es. l'aumento delle sostanze reagenti, l'aggiunta di sali neutri, la variazione della temperatura, della pressione osmotica, della concentrazione della soluzione, dell'azione catalitica, la influenza del grado di dissociazione, e per la presenza di notevoli quantità di un non elettrolito come per esempio alcool.

A proposito di questo l'A. crede ingiusta l'asserzione del Cohen (*Zeitsch. phys. Chem.* 25-43) il quale dubitava che non fossero esatti i valori per il grado di dissociazione determinato dalla conducibilità elettrica, essendo che questi non andrebbero d'accordo con la velocità di reazione. Ma per le soluzioni che contengono una notevole quantità di sostanza estranea non si deve prendere solamente in considerazione il numero degli idrogenioni liberi, ma anche la pressione osmotica dello zucchero (nel caso del Cohen) dell'etere che si forma ecc., e indicando con Pa la pressione osmotica delle particelle attive e Pi quella delle particelle inattive allora si può considerare Pa = KPi dove K è una quantità variabile colla temperatura, colla pressione e colla composizione del liquido.

L'A. contraddice pure l'asserzione del van Laar che pure metteva in dubbio l'esattezza del valore (grado di dissociazione) determinato dalla conducibilità elettrica, per il fatto che questo non va d'accordo con i valori calcolati dal calore di soluzione, e ciò specialmente per alcuni sali d'argento di acidi grassi. L'A. calcolando dalla formula del van 't Hoff la variazione del valore α colla concentrazione deduce dal calore di soluzione dell'acetato — proprionato — isobutirrato d'argento dei valori che coincidono con quelli trovati sperimentalmente.

Van AUBEL EDM. *Sopra la conducibilità termica dei liquidi* (pp. 336-341). — L'A. mette in relazione i valori trovati dal Charles H. Lees con la relazione data dal Weber

$$\frac{K}{c\rho}\sqrt[3]{\frac{m}{\rho}} = \text{costante} = E$$

Descrive e dà la figura dell'apparecchio adoperato cercando di diminuire le difficoltà che si presentano dovendo operare a temperature elevate. Due tubi di vetro ripiegati inferiormente all'insù e un po' rigonfiati in questa piegatura, che contengono rispettivamente le mescolanze diversamente concentrate e il filo di argento in esse infitto costituiscono gli elettrodi. Questi sono messi in comunicazione mediante una mescolanza fusa al 10 °/₀ di $Ag\,NO_3$ in parti eguali di $Na\,NO_3$ e KNO_3. Il tutto è chiuso entro una grande provetta di vetro circondata dai vapori di chinolina e difenilamina. Le concentrazioni agli elettrodi andavano da 0,1 °/₀ al nitrato di argento puro. La concentrazione volumetrica molecolare era calcolata dalla densità della mescolanza alla temperatura di 236°. La conducibilità del vetro non aveva influenza sui risultati. Per le pile in cui la concentrazione era rispettivamente di 0,1 °/₀ e 1 °/₀ di $Ag\,NO_3$, la forza elettromotrice diminuiva assai rapidamente dal valore iniziale, indicando ciò una reazione fra il metallo e l'elettrolito. Del resto i valori trovati coincidono con grande approssimazione con quelli calcolati dalla teoria osmotica, così il nitrato di argento già alla concentrazione del 10 °/₀ sarebbe completamente dissociato. Per concentrazioni elevate l'accordo non è così soddisfacente. Per queste concentrazioni però la dissociazione non è completa. Per la concentrazione del 50 °/₀ il grado di dissociazione del $AgNO_3$ ascende al 0,69 °/₀ e per il $AgNO_3$ fuso sarebbe 0,58 °/₀. Pile del tipo

$$Zn \mid ZnCl_2 - (Az\,Cl \text{ in } Zn\,Cl_2) \mid Az$$

e analogamente per il $Zn\,Br_2$ e $Ag\,Br$ non si hanno valori costanti.

Richard William Theodor e Curchill Jesse Briggs. *Le temperature di trasformazione di sistemi complessi come punti fissi nella termometria* (pp. 313-316). — È una nota preliminare per reclamare la priorità del lavoro sui signori Meyerhoffer e Saunders. Contemporaneamente gli A. dànno alcune temperature di trasformazione di sali cristallizzati così per il

	Termometro a mercurio	Termometro a idrogeno
Cromato sodico . . .	19,71	19,63
Solfato » . . .	32,484	32,379
Carbonato » . . .	35,3	35,2
Iposolfito » . . .	48,0	47,9
Bromuro » . . .	50,8	50,7
Cloruro di manganese .	57,8	57,7
Fosfato trisodico . . .	73,4	73,3
Idrato di bario. . . .	78,0	77,9 .

Questi numeri vanno riconfermati da ulteriori più accurate ricerche, essendosi gli A. limitati a stabilire se questi punti

sono costanti, e non se sono i valori assoluti. A questi sali gli A. aggiungono per ($NaCl\,2H_2O$) il valore -10^0 e per $SrCl_2$ 615^0. Per quanto riguarda il sistema $Na_2SO_4\,10\,H_2O\,NaCl$ dato dai signori Meyerhoffer e Saunders esso quantunque teoricamente giusto non dà risultati pratici soddisfacenti essendo che per il riscaldamento si ha la soluzione del sale sodico la fusione del solfato e la separazione dell' anidride, processi che non avvenendo contemporaneamente vanno tutti a gravitare sulla temperatura di trasformazione.

ARRHENIUS SVANTE. *Per la teoria della velocità di reazione* (pp. 317-335). — L'A. fa un esame critico di ciò che riguarda la velocità di reazione in relazione a tutti i fattori che possono influire su di essa come per es. l' aumento delle sostanze reagenti, l' aggiunta di sali neutri, la variazione della temperatura, della pressione osmotica, della concentrazione della soluzione, dell'azione catalitica, la influenza del grado di dissociazione, e per la presenza di notevoli quantità di un non elettrolito come per esempio alcool.

A proposito di questo l' A. crede ingiusta l' asserzione del Cohen (*Zeitsch. phys. Chem.* 25-43) il quale dubitava che non fossero esatti i valori per il grado di dissociazione determinato dalla conducibilità elettrica, essendo che questi non andrebbero d' accordo con la velocità di reazione. Ma per le soluzioni che contengono una notevole quantità di sostanza estranea non si deve prendere solamente in considerazione il numero degli idrogenioni liberi, ma anche la pressione osmotica dello zucchero (nel caso del Cohen) dell'etere che si forma ecc., e indicando con Pa la pressione osmotica delle particelle attive e Pi quella delle particelle inattive allora si può considerare Pa = KPi dove K è una quantità variabile colla temperatura, colla pressione e colla composizione del liquido.

L'A. contraddice pure l'asserzione del van Laar che pure metteva in dubbio l'esattezza del valore (grado di dissociazione) determinato dalla conducibilità elettrica, per il fatto che questo non va d'accordo con i valori calcolati dal calore di soluzione, e ciò specialmente per alcuni sali d'argento di acidi grassi. L'A. calcolando dalla formula del van 't Hoff la variazione del valore α colla concentrazione deduce dal calore di soluzione dell'acetato — proprionato — isobutirrato d'argento dei valori che coincidono con quelli trovati sperimentalmente.

Van AUBEL EDM. *Sopra la conducibilità termica dei liquidi* (pp. 336-341). — L' A. mette in relazione i valori trovati dal Charles H. Lees con la relazione data dal Weber

$$\frac{K}{c\rho}\sqrt[3]{\frac{m}{\rho}} = \text{costante} = E$$

in cui K è la conducibilità termica, c calore specifico, ρ la densità e $\sqrt[3]{\frac{m}{\rho}}$ la distanza media delle molecole dei liquidi. I risultati rispondono assai bene per l'acqua, acido acetico, glicerina se per K si prendono i valori dati dal H. F. Weber, non si ha coincidenza se si prendono come base i valori del Lees. Il valore di E varia assai con la temperatura. Il valore di E per l' alcool è assai basso.

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Solubilità reciproca dei liquidi. Tensione di vapore e punto critico delle mescolanze* (pp. 342-365). — L' esperienze degli A. si riferiscono all' equilibrio fra la fase di vapore e liquida, di due liquidi che non si mescolano in tutte le proporzioni che per determinate temperature; e ciò specialmente in riguardo alla pressione di equilibrio di alcune di queste miscele a temperature differenti, e ai fenomeni che intervengono al punto critico.

La reciproca solubilità di due liquidi varia notevolmente con la temperatura, in generale aumenta con essa, e le due fasi si avvicinano così da diventare identiche. Al di sopra di questa temperatura i due liquidi sono miscibili in tutte le proporzioni. Le relazioni fra la temperatura e la composizione dei liquidi sono espresse da curve che gli A. chiamano curve di solubilità, le quali danno per ogni temperatura la fase d' equilibrio dei due liquidi. Secondo il Rothmund esistono due punti critici, uno superiore e uno inferiore, (uno a temp. elevata e l' altro a bassa temp.) fra questi due punti i liquidi possono stare separati. La pressione non ha che una influenza trascurabile sull' equilibrio. Per mescolanze di etano-alcool etilico; oppure propilico, isopropilico, e butilico la curva di solubilità è realizzabile fra i due punti critici, questo campo diventa tanto più piccolo quanto più aumenta il peso molecolare. Per l' alcool metilico il punto critico inferiore non fu raggiunto. Per mescolanze di etere e acqua il punto critico fu raggiunto a 201°. Le impurezze hanno una grande influenza sui fenomeni al punto critico.

Le esperienze sono fatte in tubi speciali da poter misurare la pressione e la temperatura; quando si è raggiunto il punto critico lo strato di separazione dei due liquidi sparisce rapidamente. SALVADORI.

Wiedemann's Annalen. Vol. LXIV N. 3 1898.

KOHLRAUSCH L., HOLBORN L. e DIESSELHORST H. *Nuovi dati su la conducibilità degli elettroliti* (pp. 417-455). — Le misure relative alla conducibilità degli elettroliti si sono fatte finora riferendole all' unità Siemens e alle determinazioni di Werner Siemens. Gli A. comunicano alcuni dati fondamentali, che per la

loro attendibilità dovrebbero in avvenire impiegarsi come termini di confronto. Posto $K = \frac{l}{q}\frac{1}{w}$, dove l è la lunghezza, q la sezione, w la resistenza in « ohms internazionali » di un corpo prismatico, si trovano, per la temperatura di 18° i dati seguenti:

	k
Acido solforico, dens. 1,223	0,7398
Soluzione di solf. di magn., dens. 1,190 .	0,049230
Soluzione satura di sal di cucina . . .	0,21605
Soluzione normale di cloruro di potassa .	0,09822

Gli A. comunicano ancora i coefficienti di correzione, che si dovrebbero applicare a molte misure precedenti.

JAEGER W. e KAHLE K. *Dati su l' unità di resistenza dell' Istituto fisico tecnico imperiale* (pp. 456-483). — Gli A. si sono occupati di costruire alcuni campioni di resistenza, prendendo come base la definizione dell' ohm internazionale, data dal congresso di Chicago. È impossibile riassumere in breve tutte le norme e le correzioni minute, delle quali si tenne conto in questo lavoro. Accenno soltanto che la memoria è divisa in due parti: nella prima si tratta della calibrazione dei tubi, della misura della loro lunghezza, del riempimento e della pesatura del mercurio. Nella seconda parte poi sono indicati i processi, mediante i quali i campioni così costruiti furono paragonati fra loro e con alcune resistenze di filo di manganina.

ABEGG R. *Su le determinazioni del punto di gelo delle soluzioni diluite e i loro rapporti con la teoria* (pp. 486-506). — È una rivista critica assai sottile dei lavori pubblicati in questi ultimi anni su l' argomento. Alcuni di tali lavori sarebbero affetti da errori sistematici, per la trascuranza di certe precauzioni; in misure di questo genere ha infatti un' influenza non trascurabile anzitutto la temperatura del bagno refrigerante, poi la quantità di calore svolta dagli agitatori. Inoltre conviene battere leggermente, di quando in quando, il termometro per essere sicuri che l' indice segni le piccole variazioni della temperatura.

Le esperienze di Jones, di Loomis sarebbero affette da simili errori, mentre sembrano meglio condotte quelle di Wildermann, di Ponsot e le recenti di Raoult.

Le ricerche più accurate sono anche quelle che si accordano meglio con la teoria di van 't Hoff e di Arrhenius.

A questo proposito osserva l'A. che le misure di tensione di vapore pubblicate dal Dieterici *non* si possono invocare come un argomento contro le leggi teoriche, perchè codeste determinazioni sono suscettibili di una precisione assai minore che non siano quelle del punto di gelo.

DAHMS A. *Calore di separazione nelle soluzioni, abbassamento del punto di gelo, solubilità* (pp. 507-518). — Per *calore di separazione* intende l'A. il calore che si svolge in una soluzione quando, per una causa qualunque, uno dei componenti si separa in tutto o in parte. Sarà p. e. calore di *condensazione*, di *solidificazione*, di *precipitazione*, ecc. La memoria, di indole prevalentemente teorica, e quindi male adatta ad un breve riassunto, si occupa di riconoscere fino a che punto le formole ricavate per le soluzioni diluite convengano alle concentrazioni un po' grandi.

WIEDEBURG O. *Terza memoria sopra i processi irreversibili* (pp. 519-548). — Lavoro di interesse esclusivamente matematico, del quale non si potrebbe dare un'idea in poche parole.

BUCHERER A. H. *Su la pressione osmotica* (pp. 549-554). — L'A. cerca di sostituire alla relazione empirica data da Raoult per l'abbassamento della tensione di vapore delle soluzioni una formula dedotta teoricamente. Questa però si accorda male con i resultati delle esperienze del Dieterici.

LUMMER O. e PRINGSHEIM E. *Determinazione del rapporto k dei calori specifici per alcuni gas* (pp. 555-583). — Se un gas perfetto passa adiabaticamente dalla pressione p_1 alla pressione p_2, la sua temperatura varia dal valore T_1 al valore T_2, fornito dalla formula:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

dove k è il rapporto dei calori specifici. Di quì si ricava:

$$k = \frac{\log \frac{p_1}{p_2}}{\log \frac{p_1}{p_2} - \log \frac{T_1}{T_2}},$$

si può dunque calcolare la k se, dall'esperienza, si conoscono le altre quattro quantità. Nelle esperienze degli A. un gas raccolto nello stato (p_1 T_1) si lascia diffondere liberamente nell'aria; si misura la pressione iniziale, le due temperature e, la pressione atmosferica.

La p_1 veniva determinata con due manometri ad acido solforico e a mercurio, la p_2 con un barometro di Sprung, la T_1 con un termometro diviso in decimi di grado e la T_2 finalmente con un bolometro.

I risultati principali sono questi:

	k		k
Aria	1,4025	Idrogeno	1,4084
Ossigeno	1,3977	Anidride carbonica	1,2995.

RUBENS H. e ASCHKINASS E. *Osservazioni su l'assorbimento e l'emissione del vapore d'acqua e dell'anidride carbonica nello spettro ultrarosso* (pp. 584-601).

RUBENS H. e ASCHKINASS E. *Su la trasparenza di certi liquidi per i raggi termici di grande lunghezza d' onda* (pp. 602-605). — La nostra atmosfera assorbe completamente i raggi della lunghezza d' onda di 24,4 μ, che s' ottengono facendo riflettere più volte su lastre di fluorite la radiazione di una lampada di Lindemann; questi raggi mancano quindi nella radiazione del sole, quale noi la riceviamo.

Viceversa essi passano in gran parte attraverso a certi liquidi, come il benzolo e il solfuro di carbonio. Per le particolarità delle esperienze si consulti la memoria originale; ciò che vi è di più notevole nella disposizione adottata dagli A. è l' impiego di una pila termoelettrica lineare sensibilissima, per lo studio dell'energia raggiante.

WIEDEMANN E. e WEHNELT A. *Sopra i punti nodali che si formano in un fascio di raggi catodici per l' azione delle forze magnetiche* (pp. 606-610). — Se di fronte ad un catodo piano si colloca un polo magnetico, i raggi catodici emessi, si deformano secondo certe leggi, che furono trovate teoricamente dal Poincaré, partendo dall' ipotesi del Crookes. Avviene cioè che i singoli raggi avvolgendosi a spira, tutta l' apparenza luminosa prende la forma come di un rosario, nel quale i grani fossero uno a contatto dell' altro. Queste conseguenze, ed altre più minute, relative al modo in cui si modifica il fenomeno, variandone le condizioni, ricevono dal lavoro dei signori Wiedemann e Wehnelt una conferma assai soddisfacente.

AUERBACH F. *Su le diminuzioni di resistenza prodotte dalle oscillazioni elettriche ed acustiche* (pp. 611-617). — È noto il fenomeno dell' azione che le onde elettromagnetiche esercitano sopra i tubi a limatura, fenomeno del quale furono date parecchie spiegazioni differenti. Fra tutte l'Auerbach mette principalmente in luce una ipotesi *meccanica*, che farebbe dipendere il funzionamento del coherer da particolari deformazioni, che subirebbero nel campo elettromagnetico le particelle della limatura.

Ora in appoggio di questo modo di vedere può citarsi il fatto che, con azioni puramente meccaniche, è possibile ottenere degli effetti in tutto simili a quelli che si osservano nelle esperienze del Branly e del Lodge.

I coherers dell'A. erano formati, in generale, di due sferette dello stesso metallo (zinco, acciaio, ecc.) in contatto una con l'altra, e l' eccitazione si faceva per mezzo di un diapason. È necessario che il diapason riposi con la sua cassetta su lo stesso tavolo, dove si trova il coherer; perchè le onde trasmesse dall'aria non esercitano un' azione sensibile.

Quando in questo modo si è abbassata la resistenza del contatto, si può riportarla al valore primitivo percotendo leggerm. l'apparecchio.

I colpi disordinati e i rumori non danno fenomeni così chiari come il suono del diapason, spesso anzi producono degli aumenti di resistenza.

QUINKE G. *Su la tensione superficiale dell' oro puro* (pp. 618-619). — Polemizzando col Heydweiller, l'A., richiama che, secondo certe sue determinazioni, delle impurità anche piccole possono alterare notevolmente la tensione superficiale dei metalli mobili.

DORN E. *Su la visibilità dei raggi del Röntgen* (pp. 620-622). — La visibilità dei raggi del Röntgen, trovata la prima volta da Dorn e Brandes fu contraddetta da diverse parti; in questo senso che alle apparenze luminose si attribuì un' origine fisiologica, per lo sforzo dell' accomodamento, o un' origine elettrica, indipendente dall' emissione dei raggi X. Il Dorn risponde vittoriosamente provando che un occhio trattato con omatropina, e quindi incapace di accomodarsi, ha le stesse impressioni che un occhio normale; e d' altra parte nessuno vede più nulla se il tubo a vuoto, percorso dalle scariche, è girato in modo che i raggi X non arrivino all' osservatore.

HESS A. *Reclamazione* (p. 623). — Contro il Braun, per il metodo di studio dei campi alternativi con l'impiego dei raggi catodici.

MARTENS F. F. *A proposito di un metodo per tracciare sul vetro delle graduazioni chiare su fondo scuro* (p. 624). A. GARBASSO.

Philosophical Magazine. Vol. 47, Aprile 1899.

CHREE C. *Vibrazioni longitudinali nei cilindri solidi e cavi* (pp. 333-349). — È una Nota di analisi, della quale non è possibile un breve riassunto.

WOOD R. W. *Alcune esperienze sui miraggi e sui tornados artificiali* (pp. 349-353). — Come è stato indicato da Everett (*Nature*, 19 Novembre 1874) la condizione necessaria per la formazione dei miraggi, in un' atmosfera stratificata, èche esista un piano d'indice di refrazione massimo, e che la densità ottica decresca, al di sopra e al di sotto di tal piano, in ragione diretta della distanza.

L'A. ha realizzato questa condizione artificialmente sovrapponendo l' uno all' altro tre strati liquidi in un lungo canale orizzontale. I liquidi usati sono: una soluzione concentrata di allume, acqua contenente il 10 per $^0/_0$ di alcole, e un miscuglio di glicerina con 85 per $^0/_0$ di alcole; quest' ultimo ha l' indice massimo e una densità intermedia agli altri due. Un raggio di luce che penetri quasi radente in questi liquidi, vi si propaga secondo una sinusoide, che è resa evidente aggiungendo poche goccie d'acido solforico e un po' di chinina ai tre liquidi, che divengono, così, fluorescenti.

I miraggi artificiali sono stati ottenuti dall' A. facendo passare un fascio di luce quasi orizzontale prima al di sopra di un

cartone ritagliato in modo da rappresentare una montagna con degli alberi ecc.; poi sopra un lungo strato orizzontale e ben piano di minuta sabbia, spolverata sopra lastre di metallo, scaldate da più lampade. Quando il riscaldamento è piccolo, tenendo l'occhio dalla parte opposta a quella d'onde viene la luce, si vede la cima della montagna ben netta, e aumentando la temperatura apparisce come un lago, sul quale si riflette il paesaggio.

I tornados si hanno e una lastra sulla quale è deposta della silice in polvere finissima (ottenuta calcinando quella gelatinosa) si scalda fortemente dal di sotto.

Rose-Innes J. e Young Sidney. *Sulle proprietà termiche del pentano normale* (pp. 353-367). — Gli A. hanno eseguito sul pentano normale le ricerche che furono già da uno di essi eseguite sull'isopentano (*Proc. Phys. Soc.* XIII, p. 602); ed hanno trovato che la stessa relazione

$$p = \frac{RT}{v}\left(1 + \frac{e}{v + k - g v^{-2}}\right) - \frac{l}{v(v + k)},$$

ove R, e, k, g ed l sono costanti, vale anche pel pentano normale, con la sola differenza che i valori di l son diversi pei due corpi.

Wood R. W. *Applicazione dei reticoli di diffrazione alla fotografia dei colori* (pp. 368-372). — Se sul tragitto di un fascio luminoso, proveniente da una sorgente lineare, si dispongono un reticolo di diffrazione che abbia un discreto potere dispersivo e una lente, e si pone l'occhio nella regione dove si forma uno degli spettri laterali, la superficie intera del reticolo apparisce illuminata del colore corrispondente alla parte dello spettro in cui è posto l'occhio. Se in una porzione del reticolo la distanza fra le righe è diversa da quella che è nella rimanente, lo spettro formato da tal porzione sarà spostato rispetto a quello dell'altra e se l'occhio è situato nella regione dove i due spettri si sovrappongono, le porzioni corrispondenti del reticolo appariscono illuminate di colori diversi.

L'A. ha applicato ciò per ottenere fotografie coi colori naturali, eliminando l'uso di pigmenti e di schermi colorati, facendo in modo che la fotografia non sia nè più nè meno che un reticolo di diffrazione, con le righe scelte a distanze variabili nelle diverse parti della stampa, e tali che quelle diverse parti appariscano illuminate dei loro colori naturali, quando sono osservate nel modo sopra detto.

Si devono, a tale scopo, adoprare tre reticoli, con distanze tali fra le righe, che la dispersione che il primo produce nel rosso sia uguale a quella che il secondo produce nel verde e il terzo nel bleu.

Il metodo usato dall'A. consisteva da principio nel prendere tre negative attraverso schermi rossi, verdi e bleu nel solito modo,

e nello stampare con esse delle positive sopra vetri all'albumina che eran poi ricoperti di gelatina bicromatata e seccati all'oscuro. I tre reticoli (tracciati, o fotografati sul vetro) eran posti respettivamente su tali positive ed illuminati per 30 secondi colla luce solare o di una lampada ad arco, e poi lavati nell'acqua calda. Di poi tali positive erano stampate su tre lastre di vetro sottile sensibilizzate con gelatina bicromatata, e queste tre lastre, sovrapposte e situate di fronte ad una lente, ed illuminate da una sorgente lineare di luce, apparivano colorate coi colori dell'oggetto. In seguito però l'A. semplicizzò il procedimento, stampando successivamente le tre positive reticolate su una medesima lastra. Si ha così un'unica stampa, che presenta i colori naturali, e della quale si possono avere delle riproduzioni perfette.

L'A. indica pure il modo di ottenere colla fotografia, da un solo reticolo, i tre reticoli necessari nel procedimento su descritto.

Stoney G. J. *Denudazione e deposizione* (pp. 372-375). — A proposito di una lettura tenuta dal D.r Gregory, alla *R. Geogr. Society*, sulle cause che possono aver condotto alla forma attuale della terra, l'A. fa osservare che devesi tener conto anche delle alterazioni notevoli di livello che possono esser dovute alla compressibilità della crosta terrestre. Egli trova infatti che per tal cagione un denudamento che sia effettuato su una regione assai vasta, può esser causa che tal regione si sollevi per la diminuita pressione; come un deposito di materiali effettuato da un fiume, può determinare un abbassamento sufficiente a compensare lo strato deposto. Talchè se dagli spazi cosmici piovessero dei materiali, della densità delle roccie comuni, in modo da coprirla uniformemente, il volume della terra, anzichè aumentare, diminuirebbe.

Lord Rayleigh. *Sulla trasmissione della luce attraverso un'atmosfera contenente piccole particelle in sospensione, e sulla causa del color bleu del cielo* (pp. 375-384). — Calcolando l'assorbimento che l'atmosfera esercita sulla luce, l'A. trova che la diffrazione prodotta dalle molecole dell'aria potrebbe spiegare il color bleu del cielo, senza ricorrere alla presenza di piccole particelle sospese.

Lodge O. *Sull'opacità* (pp. 385-415). — È uno studio sulla trasmissione delle onde elettromagnetiche nei dielettrici imperfetti, e quindi dell'opacità di tali mezzi per la luce; ma non è possibile dare un breve sunto dei calcoli dell'A., che sono un complemento importante di quelli di Maxwell e di Heaviside. Questi calcoli si riferiscono anche alla trasmissione delle onde hertziane attraverso gli strati terrestri, e quindi interessano anche la telegrafia per induzione.

Thomson J. J. *Nota sulla Memoria del Sutherland sui raggi catodici* (pp. 415-416). — L'A. non crede accettabile l'ipotesi del Sutherland che i raggi catodici consistano di electrons immateriali perchè essa non serve a spiegare i fatti osservati da Lenard, e perchè richiede che una carica elettrica possa esistere indipendentemente dalla materia, ciò che non è, senz'altro, ammissibile.

A. Stefanini.

INFLUENZA DEL MAGNETISMO SULLE PROPRIETÀ TERMOELETTRICHE DEL BISMUTO E DELLE SUE LEGHE.

Ricerche sperimentali del Dott. G. SPADAVECCHIA [1]).

1. Con lo stesso metodo e con gli stessi apparecchi adoperati in altre mie ricerche [2]) sulle leghe di piombo e stagno, ho sperimentato questa volta sul bismuto e sulle sue leghe col piombo. Non faccio quindi che riportare i risultati sopra 15 leghe nelle quali le proporzioni del piombo variavano da gr. 0,034 °/₀ ad 80 °/₀.

Nel seguente specchietto sono scritte in 1ª colonna le percentuali di piombo, nella 2ª le temperature della saldatura calda (essendo sempre a 0° C. quella della saldatura fredda) nella 3ª la f. e. m. in volta. Queste sono precedute dal segno + quando la lega è positiva rispetto al rame, dal segno — quando è negativa.

Percentuale di Pb	Temperatura	E
Bi puro	24,1	+ 0,00164
0,034 °/₀	24,2	+ 0,00156
0,094 »	25,2	+ 0,00150
0,150 »	26,7	+ 0,00142
0,50 »	26,6	+ 0,00134
1,0 »	26,8	+ 0,00101
2 »	26,8	+ 0,000814
10 »	27,4	+ 0,000137
14 »	27,4	+ 0,000088
18 »	27,2	+ 0,000004
25 »	22,6	— 0,000169
33,3 »	22,3	— 0,000144
50 »	21,8	— 0,0000070
66,6 »	22,2	+ 0,0000500
75 »	22,0	+ 0,0000635
80 »	23,0	+ 0,0000690
Pb puro	22,4	+ 0,0000850

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A Battelli.

2) Nuovo Cimento, Serie 4, vol. 9, Giugno 1899.

La presente tabella indica senz' altro come varia la f. e. m. delle coppie col variare della quantità di piombo che entra nella lega.

Nelle seguenti riporto i risultati sotto l'influenza del magnetismo. Nella 1ª colonna è segnata l'intensità del campo magnetico in unità C. G. S., nella 2ª la f. e. m. E' della coppia nel campo magnetico espressa in volta, nella 3ª i valori di Ω che esprimono la variazione del potere termoelettrico sotto l'azione di quel dato campo alla temperatura dell'esperienza.

Sono contraddistinti con *(a)* e con *(b)* i due sensi della magnetizzazione nell'elettrocalamita.

Bismuto. — Ho ripetuto le esperienze col Bi puro ed ho trovato risultati, che, data la difficoltà delle esperienze, concordano discretamente con quelli trovati antecedentemente.

1. Bismuto puro.

Temp. 0° — 24°,1 C. E = 0,00164

Intensità del campo	E'	Ω
	(*a*)	
2045	0,00173	+ 0,0549
2790	0,00176	+ 0,0732
3500	0,00181	+ 0,1036
4230	0,00185	+ 0,1284
4510	0,00188	+ 0,1463
	(*b*)	
2045	0,00168	+ 0.0244
2880	0,00172	+ 0,0488
3440	0,00178	+ 0,0854
4175	0,00181	+ 0,1036
4560	0,00184	+ 0,1219

2. (0,034 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 24°,2 C. E = 0,00156

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,00167	+ 0,0705
3045	0,00175	+ 0,1218
3560	0,00184	+ 0,1795
4300	0,00201	+ 0,2179
4598	0,00209	+ 0,2692
	(b)	
2045	0,00159	+ 0,0192
2980	0,00161	+ 0,0320
3560	0,00167	+ 0,0705
4260	0,00175	+ 0,1218
4575	0,00179	+ 0,1474

3. (0,094 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 25°,2 C. E = 0,00150

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,00166	+ 0,1067
3045	0,00167	+ 0,1134
3400	0,00168	+ 0,1201
4230	0,00170	+ 0,1334
4560	0,00171	+ 0,1401
	(b)	
2045	0,00145	— 0,0333
2880	0,00144	— 0,0400
3380	0,00143	— 0,0467
4175	0,00141	— 0,0600
4510	0,00140	— 0,0666

4. (0,150 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 26°,7 C. E = 0,00142

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,00134	— 0,0563
2980	0,00123	— 0,1238
3500	0,00113	— 0,2042
4270	0,00082	— 0,4225
4590	0,00074	— 0,4788
	(b)	
2045	0,00127	— 0,1056
2980	0,00116	— 0,1831
3500	0,00104	— 0,2676
4230	0,00079	— 0,4436
4540	0,00068	— 0,5211

5. (0,5 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,6 C. E = 0,00134

I	E	Ω
	(a)	
2045	0,00134	— 0,00149
3045	0,001338	— 0,00298
3260	0,001332	— 0,00745
4570	0,00132	— 0,0149
4510	0,00131	— 0,0224
	(b)	
2045	0,00127	— 0,05218
2980	0,00126	— 0,05964
3500	0,00125	— 0,0671
4190	0,00123	— 0,0820
4560	0,00122	— 0,0895

6. (1 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,8 C. E = 0,001012

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,000977	— 0,00346
2980	0,000948	— 0,00634
3500	0,000910	— 0,01009
4260	0,000881	— 0,01297
4575	0,000858	— 0,01525
	(b)	
2045	0,000969	— 0,00426
2880	0,000929	— 0,00822
3500	0,000906	— 0,01040
4190	0,000875	— 0,01356
4510	0,000858	— 0,01525

7. (2 % di Pb.).

Temp. 0° — 26°,8 C. E = 0,000814

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,000767	— 0,0057
2980	0,000735	— 0,0097
3560	0,000684	— 0,0159
4270	0,000661	— 0,0188
4560	0,000646	— 0,0205
	(b)	
2045	0,000772	— 0,0052
2880	0,000721	— 0,0114
3440	0,000702	— 0,0137
4190	0,000669	— 0,0178
4510	0,000650	— 0,0201

8. (10 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 27°,4 C. E = 0,000137

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,000124	— 0,0949
2980	0,000091	— 0,3357
3380	0,000080	— 0,4161
4260	0,000068	— 0,5037
4560	0,000054	— 0,6059
	(b)	
2045	0,000121	— 0,1168
2880	0,000090	— 0,3431
3560	0,000078	— 0,4307
4230	0,000065	— 0,5256
4510	0,000050	— 0,6351

9. (14 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 27°,4 C. E = 0,000088

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,000067	— 0,2386
2980	0,000050	— 0,4318
3560	0,000038	— 0,5684
4270	0,000020	— 0,7727
	(b)	
2045	0,000066	— 0,2499
2880	0,000049	— 0,4432
3500	0,000038	— 0,5684
4240	0,000019	— 0,7840

10. (25 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 22°,6 C. E = 0,000169

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,000179	+ 0,0592
2790	0,000184	+ 0,0887
3440	0,000187	+ 0,1064
4230	0,000202	+ 0,1952
4540	0,000206	+ 0,2071
	(b)	
2045	0,000176	+ 0,0414
2790	0,000186	+ 0,1006
3380	0,000189	+ 0,11[illegible]
4175	0,000202	+ 0,1952
4500	0,000206	+ 0,2071

11. (33,3 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 22°,3 C. E = 0,000144

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,000149	+ 0,0347
2980	0,000154	+ 0,0694
3500	0,000158	+ 0,0972
4230	0,000165	+ 0,1458
4560	0,000166	+ 0,1528
	(b)	
2045	0,000150	+ 0,04166
2980	0,000154	+ 0,0694
3440	0,000158	+ 0,0972
4200	0,000164	+ 0,1389
4510	0,000166	+ 0,1528

12. (50 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 21°,8 C. E = 0,0000070

I	E'	Ω
	(a)	
2045	0,0000100	+ 0,0428
3500	0,0000115	+ 0,0643
4230	0,0000145	+ 0,1071
4560	0,0000155	+ 0,1214
	(b)	
2045	0,0000100	+ 0,0428
3440	0,0000115	+ 0.0643
4260	0,0000145	+ 0,1071
4500	0,0000155	+ 0,1214

13. (66,6 °/₀ di Pb.).

Temp. 0° — 22°,2 C. E = 0,000500

I	E'	Ω
	(a)	
3500	0,0000490	— 0,0200
4230	0,0000485	— 0,0300
4560	0,0000480	— 0,0400
	(b)	
3440	0,0000490	— 0,0200
4170	0,0000485	— 0,0300
4510	0,0000480	— 0,0400

14. (75 % di Pb.).

Temp. 0° — 22° C. E = 0,0000635

I	E	Ω
4560	(a) 0,0000630	— 0,0079
4510	(b) 0,0000630	— 0,0079

15. (80 % di Pb.).

Temp. 0° — 23° C. E = 0,0000690

I	E′	Ω
4575	(a) 0,0000687	— 0,0040
4510	(b) 0,0000687	— 0,0040

Dalle soprascritte tabelle si deduce:

1.° La variazione della f. e. m. termoelettrica delle leghe di bismuto e piombo per l' influenza del magnetismo aumenta col crescere della variazione del campo magnetico.

2.° Il cambiamento del potere termoelettrico in qualche lega ha valore diverso a seconda del senso della magnetizzazione dell' asta studiata.

3.° Sotto l' influenza di un dato campo magnetico la variazione del potere termoelettrico aumenta a partire dal bismuto puro fino ad una percentuale di 0,094 %, cambiando di segno per una lega compresa fra 0,094 % e 0,15 %. Di poi la variazione va crescendo fino ad un secondo cambiamento di segno che avviene per una lega in cui la percentuale del piombo è poco più del 14 %. Finalmente cambia di segno una 3ª volta per una lega vicina al 50 % di piombo continuando pur nondimeno a diminuire fino ad annullarsi del tutto nel piombo puro.

4.° Le percentuali a cui corrispondono i cambiamenti di segno delle variazioni del potere termoelettrico, ad eccezione del primo, sono prossimamente quelle stesse in cui succedono i mutamenti di segno delle forze termoelettromotrici.

Dall'Istituto di fisica della R. Università di Pisa
Giugno 1899.

DETERMINAZIONE DELLE COSTANTI ELASTICHE DI FLESSIONE DELLA LAVAGNA,

per il Dott. PERICLE GAMBA.

La natura della simmetria di questa sostanza è caratterizzata dal fatto che tutte le direzioni contenute nel piano di sfaldatura sono fra di loro equivalenti. Vediamo a quali conseguenze conduca questa proprietà. Se scegliamo per asse delle z la normale a quel piano, la posizione dei due assi x ed y nel piano di sfaldatura è indifferente, ossia si può far rotare il sistema intorno all' asse delle z di un angolo qualsiasi φ senza che nulla debba mutare nelle espressioni delle deformazioni o delle forze. Se passiamo dal sistema di assi x, y, z all' altro x', y', z' le componenti di deformazione del Kirckhoff x_x, y_y, ... riferite agli assi antichi verranno espresse in funzione delle x'_x, y'_y .... riferite ai nuovi secondo le formule seguenti, che si deducono senz' altro dalle relazioni generali per il cambiamento di assi coordinati, supposto che il nuovo sistema sia spostato rispetto al vecchio dell' angolo φ.

$$x_x = x'_x \cos^2\varphi + y'_y \operatorname{sen}^2\varphi - x'_y \operatorname{sen}\varphi \cos\varphi$$

$$y_y = x'_x \operatorname{sen}^2\varphi + y'_y \cos^2\varphi + x'_y \operatorname{sen}\varphi \cos\varphi$$

$$z_z = z'_z$$

$$y_z = y'_z \cos\varphi + z'_x \cos\varphi$$

$$z_x = - y'_z \operatorname{sen}\varphi + z'_x \cos\varphi$$

$$x_y = 2x'_x \operatorname{sen}\varphi \cos\varphi - 2y'_y \operatorname{sen}\varphi\cos\varphi + x'_y (\cos^2\varphi - \operatorname{sen}^2\varphi).$$

Sostituiamo questi valori nell' espressione del potenziale elastico sotto la sua forma generale valevole per un corpo cristallino; cioè:

$$\begin{aligned}2\mathrm{F} = c_{11}x_x^2 + c_{22}\,y_y^2 + c_{33}\,z_z^2 + c_{44}\,y_z^2 + c_{55}\,z_x^2 + c_{66}x_y^2 \\ +2c_{12}x_xy_y+2c_{13}x_xz_z+2c_{14}x_xy_z+2c_{15}x_xz_x+2c_{16}x_xx_y \\ +2c_{23}y_yz_z+2c_{24}y_yy_z+2c_{25}y_yz_x+2c_{26}y_yx_y \\ +2c_{34}z_zy_z+2c_{35}z_zz_x+2c_{36}z_zx_y \\ +2c_{45}y_zz_x+2c_{46}y_zx_y \\ +2c_{56}z_xx_y\end{aligned}$$

ed ordiniamo l' espressione così ottenuta secondo $x_x'^2$, $y_y'^2$, ... I coefficienti di queste grandezze dovranno allora essere uguali rispettivamente a c_{11}, c_{22}, c_{33}, ... qualunque sia il valore di ϕ se è vero che la forma del potenziale elastico non deve mutare per il cambiamento di assi da noi introdotto. Questa condizione ci conduce alle relazioni seguenti:

$$c_{14}=c_{15}=c_{16}=0\,;\; c_{24}=c_{25}=c_{26}=0\,;\; c_{34}=c_{35}=c_{36}=0\,;$$
$$c_{45}=c_{46}=c_{56}=0$$

$$c_{11}=c_{22}\,,\quad c_{13}=c_{23}\,,\quad c_{44}=c_{55}\,,\quad 2\,c_{66}=c_{11}-c_{12}$$

ossia agli schemi:

$$\begin{vmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{vmatrix} \qquad \begin{vmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{s_{11}-s_{12}}{2} \end{vmatrix}$$

per le costanti e per i moduli di elasticità.

Questo schema si cuopre esattamente con quelli dati dal Voigt [1]) per il sistema esagonale, 1.ª classe, come era preve-

1) Vedi " Compendio delle ricerche del Prof. Voigt sull' elasticità dei cristalli " per A. Sella.

dibile da chi conosce le relazioni tra le proprietà di simmetria e le elastiche. Ad ogni modo noi potremo servirci delle formule date dal Voigt per la flessione di lastrine tagliate in vario senso nella sostanza. Questa flessione è data dalla:

$$\Delta = \frac{E\, a'^3\, P}{4\, b\, c^3}$$

nella quale b e c stanno a rappresentare rispettivamente la larghezza e lo spessore delle singole lastrine, a' la distanza tra i coltelli, Δ la flessione della lastrina in corrispondenza della forza flettente P. E sta a rappresentare il coefficiente di flessione. Il suo valore ci viene dato da:

$$\text{(1)} \qquad E = s_{11} (1 - \gamma^2)^2 + s_{33} \gamma^4 + (s_{44} + 2\, s_{13}) (1 - \gamma^2) \gamma^2$$

in cui γ è il coseno di direzione dell'asse del prisma coll'asse principale.

Le lastrine che ho fatto tagliare dalla roccia avevano tre orientazioni differenti e cioè il piano di sfaldatura della roccia era rispettivamente parallelo alle tre facce del parallelepipedo, di cui era formata la lastrina. Vediamo che cosa accade in questi tre casi che ci siamo proposti di studiare.

1.° caso: Lastrine tagliate coll' asse di simmetria perpendicolare al loro piano cioè parallelo allo spigolo minore; allora si ha nella (1): $\gamma = 0$ ed $E' = s_{11}$.

2.° caso: Lastrine tagliate coll' asse parallelo allo spigolo medio; si ha: $\gamma = 0$ ed $E'' = s_{11}$.

3.° caso: Lastrine tagliate coll' asse parallelo allo spigolo maggiore: si ha $\gamma = 1$ ed $E''' = s_{33}$.

Da ciò risulta la condizione che i due coefficienti di flessione corrispondenti ai primi due casi debbono essere uguali. La flessione di queste lastrine può solo condurre alla determinazione delle quantità s_{11} ed s_{33}, e ad una verifica dell' uguaglianza dei due coefficienti E' ed E''.

Le lastrine di cui ho usufruito per le mie determinazioni furono tutte tagliate da un solo blocco di lavagna dello spessore di circa 25 cent., giacchè era necessario operare sullo

stesso masso, variando sensibilmente il modulo di elasticità da materiale a materiale. Superata la prima difficoltà di trovare un blocco molto spesso e che non presentasse delle spaccature, fu necessario ridurre la lunghezza delle lastrine del 3° caso, giacchè, non resistendo, si spezzavano al minimo urto.

Il metodo adoperato per misurare le deformazioni subite dalle singole tastrine in corrispondenza dei singoli pesi è stato il metodo ottico già adoperato per osservare l'influenza dei processi di deformazione sulle proprietà elastiche del marmo [1]). Con semplici considerazioni geometriche è facile determinare il rapporto tra l'angolo di rotazione degli specchietti e lo spostamento dell'immagine della scala riflessa tre volte su essi. Se si chiama h tale spostamento, φ l'angolo di cui rota ciascuno specchio, D la distanza tra la scala e lo specchio più lontano da essa e a la distanza fra i due specchi, si ha:

$$\varphi = \frac{h}{6(D + a)} \tag{1}$$

Ciò fatto è pure facile determinare il valore della saetta, elemento che caratterizza la deformazione delle lastrine, chiamando S tale quantità, lasciando φ a significare l'angolo di rotazione di ciascuno specchio e chiamando ancora con a la lunghezza della lastrina, si avrà:

$$S = \frac{a\varphi}{4} . \tag{2}$$

Nella quale sostituendo a φ il valore dato dalla (1), si ha:

$$S = \frac{a}{4} \frac{h}{6(D + a)} \tag{3}$$

quantità tutte note, o di facile determinazione. Nella (3) posto $h = 1$ si avrà la saetta che corrisponde allo spostamento di 1 mm. della scala e si può così calcolare subito la saetta che corrisponde ad uno spostamento qualsiasi, dovuto all'applicazione di un determinato peso flettore, conoscendo lo spostamento dell'immagine della scala. Le unità adottate nelle mie

1) Vedi Nuovo Cimento, Novembre 1898.

[illegible] grammo per le forze. [illegible] pesi relativamente piccoli e tali che le deformazioni prodotte siano pure piccole, potremo considerare i valori di E ricavati dalla formula già scritta come il coefficiente relativo alla sostanza in esame fra limiti di forza assai vicini. Ad ogni modo, data l'inammissibilità della legge di Hooke, vedremo che adoperando di pesi doppi, che pure ancora producevano piccole deformazioni e non alteravano le condizioni iniziali della lastrina, non si ebbero ciò malgrado in corrispondenza deformazioni doppie delle precedenti e quindi si nota una leggera variazione dei valori del coefficiente di flessione. Di più oltre all'aver cercato di evitare il più possibile il cambiamento di forma dei corpi, adoperando pesi che non producevano deformazioni permanenti, dubitando dell'influenza dello stato della superficie più o meno levigata delle lastrine, e che le condizioni iniziali dopo il lavorio subito per ridurle allo stato parallepipedo non fossero le vere, ho voluto cimentare ogni lastrina in ambo i sensi ed ho poi presa la media delle deformazioni avute nei due casi, le quali però sono state quasi sempre le stesse e le piccole variazioni trovate possono attribuirsi anche a ragioni estranee ai fatti suaccennati. Come ho già fatto osservare, ho cimentate le lastrine con pesi varii, sia di 25 gr., sia di 50, sia di 100: giacchè, come dirò in seguito, il corpo presenta per le deformazioni più piccole fenomeni evidentissimi di elasticità di seconda specie: per evitare i quali e per controllarli sono ricorso al metodo di cui sopra ed ho infine attribuito ad E il valore medio tra quelli ottenuti nelle singole osservazioni.

Nelle tabelle seguenti riporto le dimensioni di ciascuna lastrina, i valori delle deformazioni corrispondenti ai relativi pesi flettori ed infine i coefficienti di flessione calcolati. Designo coll'indice A le lastrine del 1° caso; coll' indice B quelle del 2° e coll' indice C quelle del 3°. La distanza tra i coltelli a' per le A e B era di mm. 114,50; la distanza della scala dallo specchio più lontano era di mm. 2500 e la distanza tra gli specchi di mm. 120; la saetta corrispondente allo spostamento di 1 mm. della scala R era di mm. 0,001,810. Per le C variando le dimensioni precedenti, le segnerò nei quadri volta per volta.

1.° Caso.

	b	c	Δ	P	E_A
Lastrina N. 1_A	18,3	2,10	3,50 7,00 13,60	25 50 100	11,443 $\times 10^{-8}$ 11,443 » 11,117 »
Lastrina N. 2_A	18,6	2,21	2,90 5,95 11,65	25 50 100	11,232 $\times 10^{-8}$ 11,523 » 11,280 »
Lastrina N. 3_A	18,5	2,32	2,60 5,35 10,55	25 50 100	11,587 $\times 10^{-8}$ 11,922 » 11,750 »
Lastrina N. 4_A	18,5	2,32	2,60 5,30 10,45	25 50 100	11,587 $\times 10^{-8}$ 11,8105 » 11,643 »

2.° Caso.

	b	c	Δ	P	E_B
Lastrina N. 1_B	17,11	2,41	2,50 5,15 10,15	25 50 100	11,551 $\times 10^{-8}$ 11,898 » 11,724 »
Lastrina N. 2_B	17,10	2,35	2,65 5,40 10,70	25 50 100	11,3455 $\times 10^{-8}$ 11,5597 » 11,4527 »
Lastrina N. 3_B	17,47	2,42	2,35 4,80 9,40	25 50 100	11,225 $\times 10^{-8}$ 11,464 » 11,225 »
Lastrina N. 4_B	17,07	2,40	2,50 5,20 10,20	25 50 100	11,381 $\times 10^{-8}$ 11,8355 » 11,609 »

3.° Caso.

	b	c	Δ	P	R	a'	E_C
Lastr. N. 1_c	18,64	4,17	0,50	300	0,000545	26,50	$26,389 \times 10^{-8}$
Lastr. N. 2_c	18,05	4,05	0,55	300	0,000545	26,50	$26,593 \times 10^{-8}$
Lastr. N. 3_c	18,26	4,78	0,95 1,75	100 200	0,001235 »	70,00 »	$25,850 \times 10^{-8}$ $25,132 \times 10^{-8}$

Facendo ora la media dei valori trovati per le varie lastrine, avremo, mantenendo gli stessi indici:

$$E_A = 11,5198 \times 10^{-8} = s_{11}$$
$$E_B = 11,5225 \times 10^{-8} = s_{11}$$
$$E_C = 25,9910 \times 10^{-8} = s_{33}$$

Come si vede l' esperienza risulta confermare la teoria, inquantochè i due coefficienti di flessione dei primi due casi possono considerarsi uguali e la piccola differenza che si nota fra loro si può attribuire a cause esteriori e forse sarebbe del tutto sparita se si fossero adoperate un numero ancora maggiore di lastrine.

Lo studio delle proprietà elastiche della lavagna non viene esaurito dalle presenti ricerche, chè di 5 moduli non ne ho potuti determinare che 2; importa però notare subito due cose:

1.° La verifica della teoria che conduce a valori uguali per le due orientazioni 1ª e 2ª;

2.° La grande differenza fra le due costanti s_{11} ed s_{33}.

Ho accennato ad alcuni fenomeni, attribuiti all' elasticità di seconda specie. Alcune lastrine cimentate per la 1ª volta con i pesi più piccoli, fra quelli usati, presentavano dopo la scarica una deformazione contraria a quella che mostravano durante la carica. Invece di tornare allo zero, cioè allo stato iniziale ritenuto senza deformazione e che indicava la posizione di ri-

poso della lastrina, mostravano una deformazione evidente in senso opposto. Un simile fenomeno non compariva mai se si adoperavano pesi flettori più grandi e neppure se la scarica veniva effettuata gradatamente durante un periodo di tempo abbastanza lungo; esso era sufficientemente marcato e costante allorchè si annullavano rapidamente le piccole forze flettenti, generandosi così delle vibrazioni nelle lastrine, che inducevano le lastrine a prendere una nuova posizione di riposo. Il che sta vie più a confermare l' ipotesi fatta di attribuire cioè simili spostamenti della scala, sia all' accomodazione, sia all'elasticità successiva. Se si dà poi uno sguardo ai valori del coefficiente di flessione, trovati applicando le varie forze flettenti ad ogni singola lastrina, si scorge subito una leggera differenza tra loro e se ne scosta principalmente quello trovato applicando il peso più piccolo. Il fenomeno cui abbiamo accennato agendo in senso contrario, sia dopo la scarica, sia durante la carica, fa sì che vengono diminuiti gli effetti dei pesi applicati e quindi si hanno deformazioni minori, cui corrispondono valori più piccoli del coefficiente di flessione. Si poteva evitare questo inconveniente applicando pesi più grandi, ma è necessario anche che non si verifichino deformazioni permanenti, giacchè anche in questo caso s' incorrerebbe nel medesimo errore, sapendosi che variando le forze tra limiti piuttosto grandi il coefficiente di flessione che così si ottiene non è più una quantità confrontabile, nè un elemento caratteristico nelle determinazioni delle proprietà elastiche dei corpi. Come poi abbiamo già visto altra volta, applicando pesi tali che si producano deformazioni permanenti, sia giungendo al limite massimo intercalando dei cicli, sia direttamente, si hanno delle flessioni minori in corrispondenza dell' aumento delle forze flettenti.

Dall' Istituto fisico della R. Università di Roma
15 Giugno 1899.

DESCRIZIONE DI ALCUNE ESPERIENZE DA SCUOLA,
per A. SELLA.

I. *Diminuzione della pressione atmosferica coll' altezza.*

1). Si abbiano due palloni P_1 P_2, comunicanti fra di loro per mezzo di un tubo ripiegato due volte ad angolo retto, in modo da presentare un tratto orizzontale A A. Il sistema possa rotare intorno all' asse A A. I due rubinetti R, R impediscono o permettono la comunicazione di ciascun pallone coll' aria esterna; nel tratto A A è posta una colonnetta liquida.

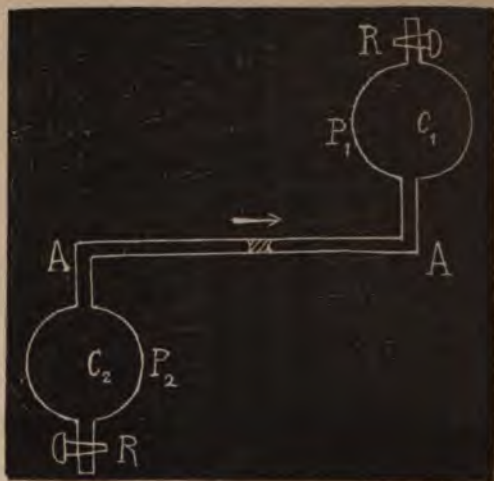



Fig. 1.

Supponiamo ora che P_1 si trovi nella sua posizione più alta e P_2 nella più bassa, come nella figura 1, le segniamo la posizione della colonnetta nel tratto orizzontale, mentre i due rubinetti R, R sono aperti. Chiudiamo adesso R, R e facciamo rotare il sistema di 180°, sì che P_1 venga in alto e P_2 in basso. Poichè la pressione atmosferica decresce coll' altezza, la pressione media in P_1 nella posizione iniziale era minore di quella in P_2; mentre, dopo rovesciati i palloni, le due pressioni tenderanno

a scambiarsi; in modo che ne nascerà un movimento della colonnetta nella direzione indicata dalla freccia.

Determiniamo il valore di questo spostamento della colonnetta, dopo che la temperatura dell' aria nei due palloni sia di nuovo uniforme ed eguale alla primitiva. Supposta sferica la forma dei due palloni e trascurabile rispetto a quello dei palloni il volume del tubo di comunicazione e ritenendo lineare la variazione della pressione coll' altezza, noi potremo ammettere che le pressioni e densità medie dell' aria nei due palloni abbiano i valori p_1, p_2 e d_1, d_2, che spettano all' altezza dei centri c_1, c_2. Quindi, rovesciando il sistema, la colonnetta si sposterà di tanto da corrispondere ad una variazione di volume v data da

$$v = V \frac{d_2 - d_1}{d},$$

in cui V è il volume di ciascuno dei palloni e d il valore della densità dell' aria all' altezza A A. Ora per la proporzionalità di densità e pressione, che ha luogo a temperatura costante si avrà pure:

$$v = V \frac{p_2 - p_1}{p}, \tag{1}$$

in cui gli indici hanno lo stesso significato di prima.

2). Passiamo ora a discutere le condizioni migliori per l' esperienza. La formola (1) mostra che lo spostamento della colonnetta è proporzionale al cubo del raggio del pallone ed alla prima potenza della distanza verticale dei due centri; da cui il molto maggior vantaggio a crescere le dimensioni dei palloni che non la distanza dei due centri. È a notarsi però che la differenza di pressione alle due estremità della colonnetta liquida e che ne determina il movimento, dipende invece solo dalla distanza dei due centri; utilmente sarà quindi il tubo A A di sezione piuttosto grossa a fine di avere la colonnetta mobilissima: allora due palloni di diametro sufficiente daranno un effetto sensibile, anche se la distanza verticale fosse semplicemente eguale al loro diametro, come se i due palloni fossero l' uno sopra l' altro.

L' uso di due palloni riempie pure l' ufficio di facilitare il movimento della colonnetta. Giacchè con un pallone solo e con l' estremità opposta dell' asse A A aperta sull' aria, una colonnetta perfettamente ubbidiente a differenza di pressione si sposterebbe della medesima quantità; usando invece due palloni non si ha bensì spostamento maggiore, — poichè di tanto vuol essere cresciuto il volume dell' aria da una parte, di quanto vuol essere diminuito dall' altra — ma la differenza di pressione alle due estremità della colonnetta viene ad essere raddoppiata nell' atto del movimento. La presenza di due palloni annulla poi in massima parte l' effetto delle variazioni di pressione e temperatura dell' ambiente esterno ; con un sol pallone non si potrebbe ottenere praticamente, senza speciali precauzioni, che la colonnetta stia ferma, quando si chiude il rubinetto R.

3). Nella pratica si osserverà una notevole divergenza dal valore calcolato secondo la formula (1) per il fatto che il processo sarà sensibilmente adiabatico, almeno quando si osservi lo spostamento della colonnetta, che segue immediatamente dopo rovesciati i palloni. Questa divergenza sarà assai difficile a valutarsi teoricamente, giacchè durante la rotazione avverranno dei movimenti degli strati d' aria a diversa densità, la cui natura non si può determinare. Supponendo che durante la rotazione ogni particella d' aria resti fissa rispetto all' asse di rotazione e che poi a rotazione compiuta si lasci d'un tratto ogni cosa a sè, si dovrebbe risolvere il problema di trovare la nuova distribuzione di densità, temperatura e pressione in un recipiente, quando d' un tratto cangiasse il senso della gravità.

Prendiamo un caso semplice. Un vaso cilindrico verticale di sezione uno è ripieno di aria, mentre la gravità è diretta dal basso all' alto. Supponiamo ora che la direzione della gravità cambi senso e cerchiamo la quantità d' aria che passa attraverso la sezione del cilindro a metà altezza nei due casi: prima nel caso che il processo sia isotermico, poi che sia adiabatico.

Supponiamo che l' asse delle x parta dal fondo del cilindro e sia diretto dal basso in alto. Allora la distribuzione iniziale,

a cui corrisponde l'indice i, sarà retta dalle seguenti equazioni:

$$\frac{d p_i}{dx} = g \rho_i, \qquad t_i = 0, \qquad p_i = \frac{p_0}{\rho_0} \rho_i,$$

in cui p, ρ, t, indicano rispettivamente la pressione, densità e temperatura. Se h indica l'altezza del cilindro e se si pone $b = \frac{g \rho_0}{p_0}$, si ricaverà dalle equazioni precedenti:

$$p_i = p_0 e^{-b(h-x)},$$

essendo p_0 la pressione al fondo superiore del vaso.

Se adesso la gravità cambia senso e la temperatura non cambia, noi avremo semplicemente:

$$p = p_0 e^{-bx}.$$

La massa d'aria N_1 contenuta adesso nella metà inferiore del cilindro è data da:

$$N_1 = \int_0^{\frac{h}{2}} \rho \, dx = -\frac{1}{g} \int_{x=0}^{x=\frac{h}{2}} dp = \frac{1}{g} \left(p_0 - p_{\frac{h}{4}} \right);$$

quindi la quantità d'aria μ_1 che passa attraverso la sezione a metà altezza, nel cambiamento di senso della gravità, sarà data da $\mu_1 = 2 N_1 - M$, essendo M la quantità d'aria totale $= \frac{1}{g}(p_0 - p_h)$; se ne deduce:

$$\mu_1 = \frac{p_0}{g} \left(1 - e^{-\frac{bh}{2}} \right)^2 = \frac{p_0}{g} \frac{b^2 h^2}{4},$$

trascurando potenze di $b\,h$ superiori alla seconda (le dimensioni di b sono l'inverso di una lunghezza e se l'unità è il centimetro, b vale 0,00000125).

Passiamo ora al caso adiabatico. Si avrà:

$$\frac{dp}{dx} = -g \rho, \qquad p = \frac{p_0}{\rho_0} \rho (1 + \alpha t), \qquad p^{\frac{K-1}{K}} = p_i^{\frac{K-1}{K}} (1 + \alpha t);$$

da cui si ricava:

$$\frac{dp}{dx} = -b\,p_0^{\frac{K-1}{K}}\,p^{\frac{1}{K}}\,e^{-b\frac{K-1}{K}(h-x)}.$$

Ora per determinare la costante di integrazione, la prima idea che si presenta è quella di ricorrere al fatto che la quantità d'aria contenuta nel cilindro non ha cambiato. Una semplice considerazione però facilita assai la cosa: ed è che la pressione sul fondo dovrà essere p_0 e $p_h = p_0\,e^{-bh}$ quella all'estremità superiore. Infatti la differenza di queste due pressioni deve essere costante ed eguale al peso della massa d'aria contenuta nel cilindro; e se si volesse ammettere che le variazioni di temperatura producono al fondo una pressione diversa da p_0, bisognerebbe per la stessa ragione ammettere che la pressione superiore sia diversa da p_h, ma in senso opposto; onde la differenza delle due pressioni verrebbe sempre ad alterarsi, se una delle due cambia. Così le due pressioni superiore ed inferiore, dopo avvenuto il cambiamento della gravità, non possono fare altro che scambiare il loro valore. Ed allora la conoscenza della pressione sul fondo determina senz'altro la costante di integrazione ed avremo:

$$\int_{p_0}^{p} \frac{dp}{p^{\frac{1}{K}}} = -b\,p_0^{\frac{K-1}{K}} \int_0^x e^{-b\frac{K-1}{K}(h-x)}\,dx,$$

da cui si deduce:

$$p = p_0\left[1 - e^{-bh\frac{K-1}{K}}\left(e^{b\frac{K-1}{K}x} - 1\right)\right]^{\frac{K}{K-1}}.$$

Allora la massa d'aria N_{II} contenuta nella metà inferiore sarà data da $N_{II} = \left(p_0 - p_{\frac{h}{2}}\right)\frac{1}{g}$ ed ancora la quantità d'aria μ_{II}, che passa per la sezione a metà altezza:

$$\mu_{II} = N_{II} + N_I - M = \frac{p_0}{g}\left[\left(1 - e^{-\frac{bh}{2}} + e^{-bh}\right) - \left(1 - e^{-b\frac{K-1}{K}\frac{h}{2}} + e^{-bh\frac{K-1}{K}}\right)^{\frac{K}{K-1}}\right].$$

Sviluppando come prima in serie, si trova facilmente:

$$\mu_{II} = \frac{p_0}{g} \frac{b^2 h^2}{4} \frac{1}{K} .$$

Questo risultato molto semplice mostra che le quantità di aria μ_I e μ_{II} stanno tra di loro nel rapporto dei calori specifici a pressione e volumi costanti.

L' analisi precedente è incompleta perchè non tien conto del fatto che per la caduta e conseguente perdita di forza viva il gas si riscalda e questa influenza non è per nulla trascurabile; ma la risoluzione del problema nel caso in cui si voglia tener conto anche di questo fatto non è facile, nè forse tutte queste considerazioni meritano di venire spinte tanto in avanti, trattandosi di una semplice esperienza da scuola e di natura qualitativa. Certo la quantità di aria che passa per la sezione a metà altezza viene ancora diminuita per questo riscaldamento dovuto alla caduta.

4). L' attuazione pratica del concetto ora esposto per dimostrare la diminuzione della pressione atmosferica coll'altezza venne ottenuta coll'apparecchio disegnato nell' unita figura 2 ed il cui modo di funzionare si intende senz' altro. I due palloni (due damigiane da acidi) hanno ciascuno la capacità di 30 litri, il diametro del tubo in cui scorre la colonnetta (petrolio colorato in rosso) è di mm. 3; la distanza verticale dei centri dei palloni è di cm. 78.

La comunicazione fra i palloni ed il tubo, per così dire, capillare, fisso al sostegno, è ottenuta per mezzo di due robusti tubi da gomma e abbastanza lunghi da non venire deformati mentre si rovesciano i palloni.

Al rovesciare dei palloni corrisponde uno spostamento della colonnetta di circa 24 cm., cioè di una quantità ben visibile. Lo spostamento teorico isotermico sarebbe di cm. 41.

II. *Diminuzione dell'autoinduzione di un circuito primario per la presenza di un circuito secondario chiuso.*

L' esperienza, che ora descriviamo, si propone di dimostrare con mezzi semplicissimi come la presenza di un circuito

secondario chiuso diminuisca l' autoinduzione o l' inerzia elettrica di un circuito primario.

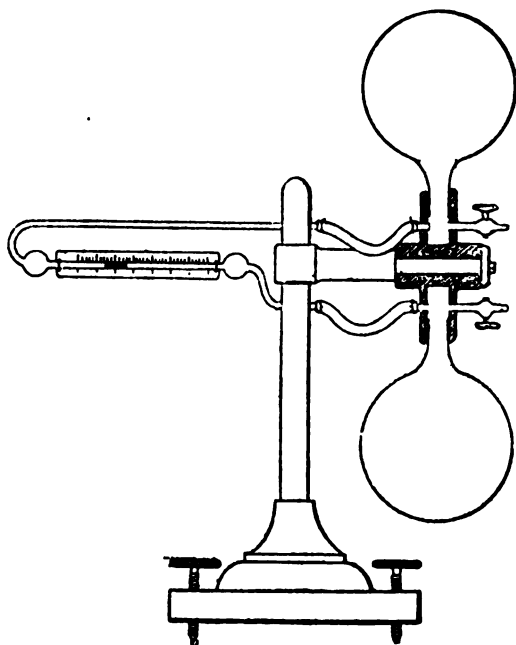



Fig. 2.

Questo fatto di così grande importanza anche dal punto di vista pratico ed economico nelle distribuzioni di energia elettrica mediante correnti alternate in cui si fa uso di trasformatori — giacchè l' energia spesa a circuito secondario aperto va consumata a riscaldare il trasformatore senza profitto utile — merita di venire illustrato anche in corsi elementari di fisica.

Nella figura 3 qui unita e che rappresenta la disposizione sperimentale è segnato schematicamente un rocchetto di Ruhmkorff; il primario è indicato con P, la pila con E, con I la scintilla dell' interruttore, su cui è posto il condensatore C e finalmente con S il secondario. Se ora si pone in derivazione sul primario una piccola lampadina ad incandescenza L, quando l' interruttore è chiuso, la lampadina resterà oscura, perchè, essendo la sua resistenza maggiore di quella del primario P,

la massima parte della corrente passa per P (d'altronde si potrebbe per la presente esperienza adoperare anche una lam-

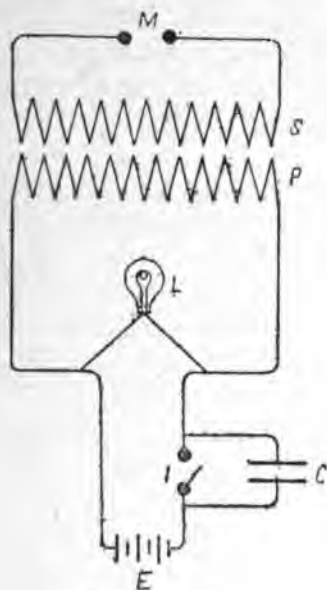



Fig. 3.

padina, che non si illumini, quando si chiuda con essa sola il circuito della pila). Ma ad ogni rottura del circuito l'extracorrente si scarica su L; onde lasciando funzionare l'interruttore si potrà portare la lampadina a viva incandescenza.

Sin qui abbiamo una nota disposizione sperimentale con cui si dimostra l'autoinduzione e la funzione del condensatore C; ma si può facilmente utilizzarla per dimostrare quello che prima ho accennato.

Uniamo al secondario uno spinterometro M. Appena se ne avvicinano gli elettrodi in modo che scocchi una scintilla (la quale è ora molto più corta, che se non ci fosse la lampadina L) e si viene per così dire a chiudere il circuito del secondario, la vivezza della lampada diminuisce assai; e se si seguita ad avvicinare gli elettrodi dello spinterometro sempre più, sino a che essi vengano a contatto, si potrà diminuire la vivezza

della lampadina sino a che resti oscura, appunto a dimostrare che l' inerzia del circuito P è adesso fortemente diminuita.

È pure degno di osservazione il fatto che a circuito secondario chiuso il modo di funzionare dell' interruttore basato sul magnetizzarsi e smagnetizzarsi del nucleo di ferro dolce resta profondamente alterato e che, se la pila è debole, esso si arresta.

III. *Azione favorente della luce ultravioletta sulla scintilla.*

Hertz scoprì, come è noto, l' azione favorente della luce ultravioletta sulla scintilla inserendo in uno stesso circuito due rocchetti d' induzione con un unico interruttore. Delle due scintille fornite dai secondari l' una, la più lunga, era l'attiva; l' altra la passiva. Ora questa disposizione esige due rocchetti opportunamente scelti, per quanto se ne possa adoperare sino ad un certo punto un paio qualunque disponendo i due rocchetti in derivazione invece che in serie ed inserendo nei due rami delle resistenze adatte. Di più il passaggio o meno della scintilla passiva modifica profondamente l' attiva non tanto per azione diretta, quanto perchè si altera da un caso all' altro l' autoinduzione del primario che genera la scintilla passiva e quindi la natura della scarica nell' intero circuito primario.

Klemencic (*Wied. Ann.* 59, p. 63, 1896) ha proposto un'altra disposizione che è poi in fondo quella, grazie alla quale, Hertz fu tratto alla scoperta del fenomeno stesso. Ad un oscillatore del tipo primitivo e classico, messo in attività da un rocchetto, è affacciato a piccolissima distanza un risuonatore di forma e dimensioni identiche. La scintilla attiva è quella dell' oscillatore, la passiva del risuonatore.

La seguente disposizione, che ora propongo, evita pure l' uso di un' apposita sorgente di luce ultravioletta, come sarebbe un arco voltaico; richiede pochissimi mezzi e si può ripetere con tutta facilità.

Le armature interne di due boccie di Leyda C vengono poste in comunicazione cogli elettrodi di una macchina elettro-

statica. Le due armature esterne sono riunite da uno spinterometro P e da un filo metallico lungo p. e. pochi decimetri,

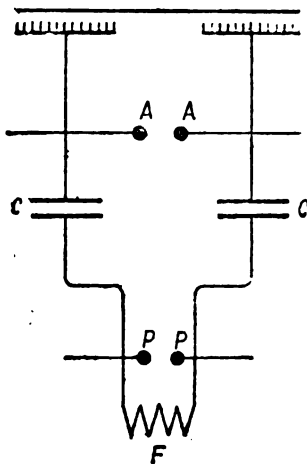



Fig. 4.

che è bene sia ravvolto a spirale. Le armature interne sono pure collegate ad uno spinterometro A.

Se ora si caricano le boccie, sinchè scocchi una scintilla in A, scaricandosi anche le armature secondarie delle boccie, si può avere una scintilla in P, cioè la così detta scarica laterale, dovuta alla ostruzione presentata dall' autoinduzione del filo F alla scarica oscillante, che si produce nel circuito.

Ora la scintilla in P si mostra molto sensibile all' azione della scintilla in A. Interponendo fra PP ed AA uno schermo opaco ai raggi ultravioletti si annulla questa azione, che ricompare interponendo invece una lastra di quarzo. Questa disposizione è molto comoda, perchè le due boccie, essendo le armature esterne collegate metallicamente si caricano bene e regolarmente e si ha in qualunque caso in A scintille nutrite.

Una semplice macchina di Whimshurst, a cui sono già unite le boccie e lo spinterometro A, un po' di filo ed uno spinterometro permettono di riprodurre l' esperienza di Hertz con una disposizione istruttiva in quanto essa comprende anche la dimostrazione della scintilla laterale.

Debbo infine avvertire che con questa disposizione pare assai difficile il realizzare la dimostrazione dell' azione impedente della luce ultravioletta sulla scintilla.

IV. *Propagazione del calore in corpi non isotropi.*

Due sono le proprietà che diversificano la propagazione del calore per conduttività nei corpi cristallini da quella nei corpi isotropi e cioè nei primi:

1° la conduttività varia secondo la direzione;

2° il flusso di calore non ha luogo in direzione normale alle isoterme.

Ora la prima proprietà si dimostra molto semplicemente col processo dovuto al De-Sènarmont, che consiste, come è noto, nel riscaldare un punto della superficie di una lastra cristallina ricoperta da un sottile strato di una sostanza atta a rendere visibile l' andamento delle isoterme. La natura ellittica di queste isoterme dimostra appunto che la conduttività varia secondo la direzione.

Ma la seconda proprietà non apparisce senz' altro evidente a chi veda eseguire l' esperienza del De-Sénarmont. Nulla si oppone a prima vista, come giustamente osserva il Voigt, a considerare il flusso di calore come curvilineo e normale in ogni punto alle isoterme. In ogni caso pochi saranno tratti dalla semplice considerazione delle isotorme ellittiche alla conclusione esatta della inclinazione del flusso sulle isoterme.

Il Voigt, che ha proposto un metodo per determinare i valori relativi delle conduttività termiche principali e l' orientazione degli assi principali nei cristalli (*Nachrichten der K. Gesellsch. d. Wiss. zu Göthingen, math.-phys.* Klasse, Heft 3, 1896), insiste sul valore didattico della sua disposizione sperimentale.

Ecco un metodo semplice di utilizzare il principio del metodo di misura proposto dal Voigt per realizzare innanzi ad un pubblico numeroso la dimostrazione sperimentale della seconda delle proprietà sopra riportate.

Come corpo cristallino o non isotropo ho scelto della lavagna a grana fina, di quella che serve per le tavole di scuola;

in una tale sostanza è chiaro che si avranno da distinguere due conduttività principali, l'una normale e l'altra parallela ai piani di separazione della roccia. Si tagli da un blocco della roccia una lastra rettangolare in modo che i piani di separazione naturali sieno normali al piano della lastra e che le loro traccie su di questo piano facciano un angolo di 45° cogli spigoli laterali della lastra. Si tagli poscia la lastra lungo M N in due metà, che vengono poi ricongiunte con un mastice, dopo di avere rovesciato una metà rispetto all' altra. Le traccie dei piani di separazione saranno ora dirette come appare dalla figura 5 qui unita. È facile ottenere così delle lastre aventi uno spessore di 1 cm. e di lati cm. 8 × 5 o giù di lì. Lastre più sottili o più grandi sono difficili ad ottenersi, perchè la lavagna in queste condizioni offre pochissima resistenza ad una flessione o ad un urto.

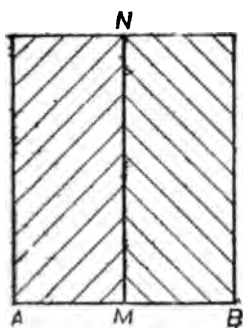



Fig. 5.

Se ora si porta la faccia laterale A B in contatto con un corpo a temperatura costante, si avrà che nelle vicinanze della linea di geminazione M N il flusso di calore sarà parallelo alla M N stessa *per ragioni di simmetria*.

Per mostrare ora le isoterme, spalmiamo la lastra di uno strato di ioduro doppio di argento e mercurio preparato colle norme descritte dai signori Bellati e Romanese (*Nuovo Cimento*, (3), 8, pag. 215, 1880) e che alla temperatura ordinaria presenta un bel colore giallo canarino.

Avviciniamo dunque una grossa asta metallica riscaldata al lato A B e curiamo che il contatto sia buono in tutti i punti della faccia (p. e. interponendo degli strati di stagnola). Subito si vedrà nelle vicinanze di A B lo joduro passare dal giallo al rosso porpora.

La linea che separa il colore giallo dal rosso e che è assai netta, rappresenta un' isoterma di 40°. Questa isoterma si sposta allontandosi da A B e da principio piuttosto irrego-

lare, si disegna, quando è giunta verso il mezzo della lastra, secondo la figura 6 qui appresso unita.

I due rami dell' isoterma si incontrano molto nettamente ad angolo, sulla linea di simmetria.

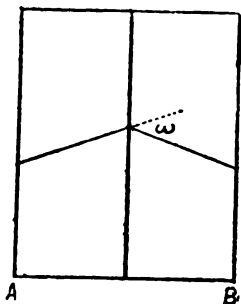



Fig. 6.

L' esperienza è estremamente istruttiva, giacchè essa costringe a concludere che flusso ed isoterma non sono fra loro normali; inoltre le dimensioni della lastra, la visibilità e nettezza dell'isoterma come linea di separazione fra due colori permettono la dimostrazione in un locale grande.

Con eguale successo si potrebbe ricoprire la lastra con ioduro doppio di mercurio e rame, che dal rosso vermiglio passa al cioccolatto scuro alla temperatura di 70°.

È bene poi lasciare raffreddare un momento la lastra e poi riscaldare il lato opposto ad A B e mostrare che adesso le isoterme hanno la stessa posizione di prima, avendosi facilmente due isoterme parallele, perchè la prima, benchè ritiratasi verso A B, non è ancora scomparsa.

L' angolo ω, che nel nostro caso vale circa 30°, mostra la grande differenza fra le due conduttività principali nella lavagna.

V. *Esperienza di dissimetria di scarica.*

È nota la disposizione, colla quale si carica un condensatore mediante un rocchetto di Ruhmkorff; si collega un' armatura del condensatore con un elettrodo del secondario del rocchetto e la seconda armatura viene collegata al secondo elettrodo attraverso un' interruzione I nell' aria, che viene superata dalla scarica del rocchetto. Si può ottenere così, mediante un' acconcia lunghezza del tratto I, che successive scariche del rocchetto vadano mano a mano caricando il condensatore; ciò che si dimostra collegandone le armature con uno

spinterometro S, in cui scocca una scintilla ad ogni determinato numero di scariche del rocchetto.

Se ora gli estremi del tratto I sono formati da punta e piano e se se ne regola la distanza in modo che la scarica passi sempre qualunque sia la polarità della punta, si osserva che a parità di numero di scariche del rocchetto: il numero delle scintille in S è molto diverso a seconda che la punta è positiva o negativa. Per esempio con un rocchetto grosso ho ottenuto il numero delle scintille in S molto più grande, anche del doppio, quando la punta è positiva; con un rocchetto piccolo ho potuto non avere scariche in S con punta positiva ed invece molto frequenti con punta negativa.

Si noti che si trattava di distanze esplosive in I, che si sarebbero potuto allungare di molto con punta positiva, ma erano quasi al limite per punta negativa.

Non è il caso di riferire dei dati numerici a proposito di questa esperienza (che meriterebbe fosse un esame più dettagliato) trattandosi di fenomeno per così dire qualitativo. D'altronde le ricerche, che si hanno su queste scariche con elettrodi dissimetrici (comprese anche le più recenti di Oberbeck, Hagenbach, Wehnelt, Precht) non sono ancora sufficienti per determinare tutti gli elementi che entrano in giuoco in questi fenomeni di natura estremamente complessa.

INTORNO AD ALCUNE MODIFICAZIONI DELLE POMPE DI GEISSLER.

Nota di G. GUGLIELMO [1]).

Si possono introdurre nelle pompe di Geissler alcune importanti modificazioni che ne rendano comodo l'uso e facile la costruzione, senza pregiudizio del vuoto con esse ottenibile.

Queste modificazioni sono le seguenti:

1°. L'uso del rubinetto C, (fig. 1 e 2) nel quale con uno strato di mercurio si rende praticamente nulla la quantità d'aria che penetra dall'esterno nella pompa, e ciò anche

1) Dalla R. Accademia dei Lincei, vol. 7°, 2° sem., ser. 5., fasc. 9. Novembre 1898.

[illegible] per-
[illegible].

2°. [illegible] o di [illegible] ciò [illegible] a [illegible] ne [illegible] la [illegible] lungo [illegible] il pallone mobile [illegible] trova [illegible] ad una [illegible] di mercurio, e [illegible] grandemente [illegible] rarefazione. [illegible], per evitare che questi gas penetrino nel pallone fisso, il tubo di vetro sotto di questo è ricurvo all'ingiù, termina all'estremità libera con un rubinetto per il quale si può espellere il gas [illegible] e porta saldato lateralmente un tubo in cui s'innesta il tubo di gomma; il mercurio contenuto nella curva del tubo impedisce affatto al gas di penetrare nel pallone fisso.

3°. Si può utilizzare il vuoto che si forma nel pallone mobile, allorchè (se esso è in basso, pieno di mercurio e chiuso) lo si solleva, per mandarvi senza comprimerla l'aria aspirata dal recipiente ove si fa il vuoto, la quale così è espulsa completamente.

4°. La misura della pressione dell'aria rarefatta si fa comprimendo quella parte di essa che occupa il pallone fisso, fino ad occupare unicamente il foro del rubinetto, cioè un volume piccolo e ben determinato e misurando questa pressione senza errori di capillarità.

5°. Finalmente per economia di mercurio e per facilità di costruzione si possono usare palloni di piccola capacità (di solito di 300 cm³, ma talvolta e senza inconvenienti di 100 cm³, ed eccezionalmente anche di 50 cm³). Si può credere che con palloni di maggior capacità, p. es. di 1 litro, la rapidità con cui s'ottiene una data rarefazione sia in proporzione d'essa capacità, ma ciò non si verifica in pratica; i palloni più grandi richiedono maggior tempo per riempirsi e vuotarsi ed a causa della grande massa di mercurio, richiedono molta cura per

evitare urti pericolosi, ciò che diminuisce la rapidità dell' operazione; inoltre gl' inconvenienti nel caso di rotture crescono in proporzione della quantità di mercurio adoperata.

La forma rappresentata nella fig. 1 è la più semplice e più facile a costruire. A è il pallone fisso, B il pallone mobile

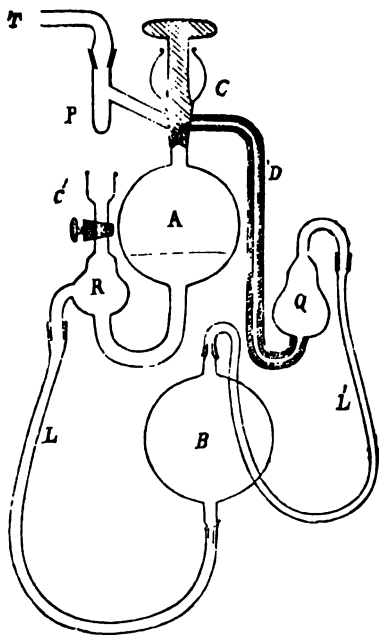



Fig. 1.

la cui capacità è un po' maggiore di quella del pallone fisso, C il rubinetto che stabilisce la comunicazione del pallone A col tubo T in cui si vuol fare il vuoto, oppure col tubo D, e quindi coll' atmosfera. Il pallone A comunica inferiormente con un tubo ricurvo ad U, che termina col rubinetto C'; sotto a questo lo stesso tubo presenta un rigonfiamento periforme R, nella parte larga del quale è saldato il corto tubo ricurvo all' ingiù in cui s' adatta il tubo di gomma a pareti spesse L che conduce al pallone mobile B. Il rubinetto C porta ai due lati due tubi; a quello di sinistra, che è inclinato all' insù, è sal-

dato un tubetto o palloncino P ove si colloca l' acido solforico o l' anidride fosforica precedentemente fusa, per disseccare, e su questo palloncino s' adatta a smeriglio e con grasso, oppure non a smeriglio ma con mastice il tubo T in cui si vuol fare il vuoto. Il tubo di destra D del rubinetto C stabilisce la comunicazione coll' atmosfera, esso ha un diametro interno di 2 mm. circa, è ripiegato all' ingiù per circa 20 cm. e comunica con un pozzetto Q che termina superiormente con un tubetto ricurvo all' ingiù; in questo s' adatta ed è legato a tenuta d' aria un tubetto di gomma L', a pareti un po' spesse, lungo circa 1 metro e coll' altra estremità libera. Finalmente il pallone mobile termina superiormente con un tubo un po' assottigliato, in modo da potervi facilmente adattare l' estremità libera del tubo di gomma L; questo tubo dev' essere lungo 15 a 20 cm., oppure dev' essere circondato provvisoriamente con un tubo più largo, fissato mediante un tappo, per evitare che quando s' abbassa il pallone, il mercurio per inerzia schizzi fuori dal pallone medesimo.

Il modo di procedere per fare il vuoto con questa pompa non differisce essenzialmente da quello solito, tuttavia sono utili le seguenti avvertenze: la quantità di mercurio dev'esser tale che quando il pallone mobile è alla sommità della corsa, il pallone fisso ed i pozzetti R e Q siano pieni di mercurio; abbassando poi il pallone mobile, esso deve riempirsi completamente di mercurio. Se il pallone B fosse troppo grande, occorrerebbe aggiungere tanto mercurio da ottenere le condizioni suddette, e se esso fosse troppo piccolo occorrerebbe limitare la corsa discendente e fermarlo quando il mercurio minaccia di traboccare.

Prima di procedere a fare il vuoto occorre scacciare l'aria dal pozzetto R, sollevando a tal uopo il pallone mobile, aprendo il rubinetto C' e richiudendolo quando l' aria è espulsa; quest' operazione poi si dovrà ripetere ogni qualvolta l' aria che si è sviluppata dal tubo di gomma e che rimane prigioniera in R pregiudica il buon funzionamento della pompa, sia impedendo al pallone fisso di vuotarsi completamente, sia penetrando nel pallone stesso. È bene poi non aprire il rubinetto C' o qualsiasi altro rubinetto, senza assicurarsi bene che la

pressione sia poco diversa ai due lati di esso, per evitare che il mercurio sia proiettato troppo violentemente.

Ciò premesso, le operazioni per far il vuoto sono le seguenti: stabilita la comunicazione A D si solleva il pallone mobile finchè il mercurio riempia quello fisso; si chiude il rubinetto C; si abbassa il pallone mobile finchè nel pallone fisso si formi un po' di vuoto; si apre lentamente la comunicazione A T sollevando più o meno il pallone mobile se il mercurio è spinto troppo violentemente, e poi abbassandolo finchè il pallone fisso si vuota; si richiude il rubinetto C; si solleva il pallone mobile finchè il mercurio è ad ugual altezza nei due palloni; si stabilisce la comunicazione A D e si continua a sollevare il pallone mobile finchè quello fisso è pieno di mercurio e l'aria ne è completamente scacciata; si chiude il rubinetto C; si abbassa il pallone mobile finchè in quello fisso comincia a formarsi un po' di vuoto e così di seguito.

Allorchè la quantità d'aria aspirata è molto piccola, per scacciarla interamente si procede nel modo seguente: essendo il pallone mobile in basso e quindi pieno di mercurio, si chiude come precedentemente il rubinetto C e si adatta l'estremità libera del tubo di gomma L' nell'estremità affilata del pallone mobile; tale congiunzione può esser resa facile e buona mediante un po' di grasso, ma non occorre che essa sia forzata, nè occorrono legature.

Ciò fatto si solleva il pallone mobile nel quale, abbassandosi il mercurio, si produce un vuoto parziale, e quando il mercurio è giunto verso la parte superiore del pallone fisso, si stabilisce la comunicazione A D e così l'aria si precipita dal pallone fisso nel vuoto del pallone mobile; si continua a sollevare il pallone mobile finchè un po' di mercurio sia giunto nel pozzetto Q (occorre qui aver cura di evitare che l'accelerazione del mercurio sia pregiudizievole) e qualora questo sia troppo pieno di mercurio se ne aspira un poco, indietro abbassando un poco il pallone mobile ma poi risollevandolo per scacciare le traccie d'aria trascinata col mercurio; si chiude il rubinetto; si abbassa il pallone mobile finchè quello fisso è vuoto; si stabilisce la comunicazione A T, la si richiude; si solleva il pallone mobile e così di seguito.

Allorchè si crede che nel pallone mobile si sia accumulata tropp' aria, proveniente dal pallone fisso o penetrata dalle congiunzioni, si abbassa il pallone mobile, e quando questo è quasi pieno di mercurio e l' aria interna un po' compressa, si stacca per un momento il tubo L' dal pallone mobile e si lascia così sfuggire l' eccesso d' aria; si riadatta il tubo di gomma e si procede come precedentemente.

Un piccolo inconveniente molto dannoso, ma molto facile a rimediare, è il seguente: avviene facilmente che una bolla di mercurio si ferma per adesione nel foro del rubinetto e quindi lo ostruisce, e non può esser scacciata nè dalla pressione minima dell' aria rarefatta, nè per mezzo di scosse, e la rarefazione non può progredire. Si rimedia a ciò, sia facendo il foro del robinetto piuttosto largo e conico col vertice in alto, sia praticando nelle pareti di esso foro, mediante una limetta, una scanalatura (in quest' operazione è bene proteggere la parte smerigliata avvolgendola con carta spessa, perchè la lima molto facilmente sdrucciola e va a scalfire e guastare tale parte essenziale del rubinetto) che il mercurio a causa della sua grande tensione superficiale non può riempire; così la comunicazione non è mai interrotta. Se la pompa dopo fatto il vuoto deve rimanere per molte ore inattiva, conviene lasciare il pallone mobile nella sua posizione più alta, per evitare che l' aria che si svilupperebbe o penetrerebbe dal tubo di gomma, finisca per penetrare nel pallone fisso.

Il pozzetto Q si può sopprimere senza grande inconveniente, ma allora occorre ogni tanto far cadere nel pallone mobile il mercurio contenuto nel tubo di gomma L' e che ostruisce la comunicazione; ciò si fa facilmente quando il pallone mobile è in alto e quindi vuoto, e perciò occorre sollevare il tubo di gomma L' incominciando da B, verso D. Si potrebbe altresì mantenere il tubo L' fissato a D e B, ma occorrerebbe interporre in qualche punto di esso un rubinetto a 3 vie per eliminare l' aria aspirata. La disposizione prima descritta è però più semplice e comoda.

Con questa pompa è possibile, ma non facile nè esatto, determinare la pressione dell' aria rarefatta, comprimendo quest' aria entro il pallone fisso finchè occupi solo il foro del ru-

binetto C, e misurando in tali condizioni il dislivello del mercurio nei due palloni, e supponendo noti in precedenza la capacità del pallone e quella del foro del rubinetto, dedurne nel modo solito la pressione cercata; tuttavia la misura del dislivello del mercurio nei due palloni non è comoda, a meno che il pallone fisso non sia provvisto in basso d' una parte cilindrica. Una misura approssimata si può anche avere osservando il volume della bollicina d' aria espulsa quando trovasi nel tubo D alla pressione atmosferica.

Un' altra forma di pompa un poco più comoda della precedente è quella rappresentata dalla fig. 2. Essa offre maggior guarentigia che l' aria proveniente dal tubo di gomma non penetri nel pallone fisso e che l' aria che si vuol scacciare venga espulsa totalmente, e finalmente permette una misura facile e molto esatta della pressione dell' aria residua. Del resto questa forma deriva direttamente dalla precedente; il tubo D ed il tubo C′ sono dalla stessa parte e congiunti, e vi è per di più una nuova bolla per trattenere l' aria proveniente dal tubo di gomma.

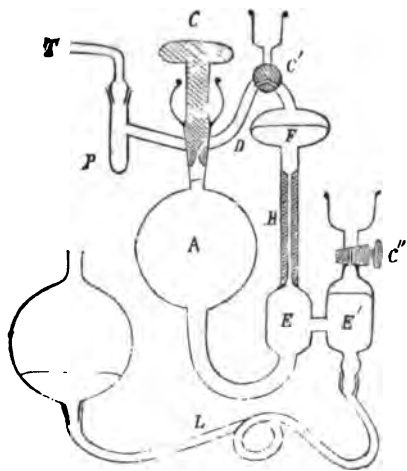



Fig. 2.

Così la pompa consiste del pallone A col rubinetto C e col palloncino P dell' acido solforico come la pompa precedente.

Al disotto del pallone A il tubo si ricurva ad U, presenta un rigonfiamento E, poi si ristringe in H, e presenta quindi una bolla, che comunica con un rubinetto a tre vie C′. Questo ha le tre vie a 120° una dall'altra, e permette di stabilire la comunicazione del tubo D e del tubo F fra loro o coll'atmosfera. È da notare che la bolla E trovasi un po' sotto il pallone A, e che la bolla F, la cui parte inferiore è cilindrica, trovasi all'altezza del maschio del rubinetto C, in modo che la base del maschio e il fondo della parte cilindrica siano su una stessa orizzontale. Finalmente nella bolla E è saldato lateralmente un corto tubo, che conduce ad una bolla simile F′ chiusa superiormente da un tappo smerigliato o meglio da un rubinetto C″, che inferiormente comunica col tubo di gomma che conduce al pallone mobile; è utile che il tubo in cui s'adatta il tubo di gomma, sporga un poco dentro la bolla E, perchè così è più difficile che l'aria proveniente dal tubo di gomma sia trascinata dal mercurio in E ed in F.

Per fare il vuoto con questa pompa occorre anzitutto scacciare l'aria da E′ e da F, ciò che si ottiene sollevando il pallone mobile e disponendo convenientemente i rubinetti C′ e C″; e questa operazione bisogna ripeterla ogni qualvolta si ritiene che l'aria sviluppatasi dal tubo di gomma pregiudichi al buon funzionamento della pompa; in seguito, stabilita col rubinetto C′ la comunicazione D-atmosfera, si procede affatto come colla pompa precedente.

Quando però la quantità d'aria che si vuol scacciare è molto piccola, la si scaccia anzitutto dal pallone A ed anche dal tubo D nell'atmosfera e poscia col rubinetto C′ si stabilisce la comunicazione D F; così al successivo colpo di pompa, operando come precedentemente, l'aria aspirata viene scacciata non più nell'atmosfera ma nella bolla F ove trovasi un buon vuoto. Dopo alcuni colpi di pompa, l'aria accumulata in F viene scacciata nell'atmosfera mediante il rubinetto C′.

Quando si vuol misurare la pressione dell'aria residua, supposto che il tubo T comunichi col pallone A e questo sia vuoto di mercurio, si chiude il rubinetto C e si solleva il pallone mobile finchè il mercurio giunga in quello fisso alla base del rubinetto (o a un punto più basso se la pressione è troppo

forte). In tal modo l' aria che prima occupava tutto il pallone fisso trovasi ridotta in un volume noto più che 1000 volte minore, ed avrà una pressione d' altrettanto maggiore data dal dislivello del mercurio in A ed in F. Qualora nella bolla F si trovasse una quantità sensibile di aria, conviene scacciarla e ripetere la misura della differenza di livello. È utile notare che sebbene in questa misura il volume dell' aria venga grandemente ridotto, non v' è errore notevole di capillarità nella misura della pressione, perchè i due rami del manometro hanno ugual diametro; si può altresì comprimere l' aria entro il foro del rubinetto ed evitare tuttavia l' errore di capillarità, qualora le pareti del foro siano a 45° dalla verticale, e quindi la superficie del mercurio riesca piana.

Si potrebbe, come nella pompa precedente, utilizzare il vuoto che si produce nel pallone mobile, riunendo questo pallone e la sommità del rubinetto C' mediante un tubo di gomma, ma tale complicazione praticamente forse è superflua.

Riguardo alla perfezione del vuoto ottenibile da queste pompe, anzitutto è da notare che poichè esse per le loro parti essenziali e per il loro modo di funzionare non differiscono essenzialmente da quelle di Geissler, non v' è ragione perchè debbano funzionare meno bene. Invece è da notare che mentre una pompa di Geissler della forma solita non potrebbe funzionare bene qualora i rubinetti fossero imperfetti, colle pompe sopradescritte si possono ottenere facilmente le rarefazioni occorrenti per un' abbondante produzione di raggi Röntgen con rubinetti imperfetti.

Per ungere i rubinetti e la congiunzione smerigliata si può usare la vaselina resa più densa con un forte e prolungato riscaldamento, che la priva altresì delle parti volatili. È però più conveniente una mescolanza di colofonia e vaselina condensata fuse assieme in tali proporzioni da fornire una viscosità conveniente; questa miscela è quasi affatto trasparente e rende trasparenti i rubinetti e non solo presenta una grande resistenza al passaggio dell' aria, ma lo rende manifesto qualora esso si produca.

Come mastici sono convenienti le mescolanze di colofonia con gomma elastica, oppure con paraffina poco fusibile, o con

vaselina condensata; la miscela con gomma elastica talvolta non si produce completamente ed è inoltre opaca, le altre due miscele sono trasparenti, e quando sono scaldate fortemente sono fluidissime, riempiono così tutti gl'interstizi, e bollono difficilmente. La ceralacca, invece, che si usa comunemente, è opaca e non lascia vedere i possibili difetti delle congiunzioni, se scaldata poco è viscosa, se scaldata troppo bolle e rende così difficile una buona congiunzione, e finalmente a causa forse della trementina che essa contiene, emette una quantità notevole di vapori.

La forma 1 di pompa non presenta nessuna difficoltà di costruzione, e può quindi essere costruita da chiunque lavori anche molto mediocremente il vetro; però la forma di rubinetto C che trovasi correntemente in commercio, non ha imbuto ed ha un foro trasversale che stabilirebbe la comunicazione T D e che bisogna chiudere con gesso, reso poi impermeabile con grasso fuso.

La forma 2 che presenta un O irregolare in vetro, offre la nota difficoltà che due saldature, una a ciascun lato dell'O devono esser fatte contemporaneamente, affinchè entrambi i lati si raffreddino e contraggano contemporaneamente; altrimenti il vetro dell'ultima saldatura raffreddandosi subisce una forte trazione, e quindi inevitabilmente si rompe. Si riesce però ad evitare questa rottura, tirando fortemente le estremità del lato freddo dell'O mentre il vetro della saldatura nell'altro lato è ancor molle, e diminuendo tale trazione a misura che la saldatura si raffredda; in questo modo entrambi i lati dell'O si contraggono contemporaneamente, uno per la diminuita trazione, l'altro per il raffreddamento. Alla trazione potrebbe esser sostituito meno comodamente un riscaldamento moderato di tutto un lato, mentre in un punto dell'altro si effettua la saldatura, e poscia il raffreddamento simultaneo di entrambi i lati [1]).

---

1) A. Treffurth (Ilmenau in Thüringen, Germania) e Zambelli (Torino, via Ospedale) costruiscono la parte in vetro della forma 2 di pompa e la spediscono per pacco postale per il prezzo di circa L. 20. Rivolgendosi a intermediari che non costruiscono ma fanno costruire la pompa, il costo può diventare doppio o triplo. Le due figure di questa Nota sono state fatte all'incirca di $1/_{2}$ della vera grandezza e sono proporzionate, almeno nelle parti essenziali.

ALCUNE OSSERVAZIONI SU L' INTERRUTTORE ELETTROLITICO.

Nota di A. G. ROSSI [1]).

1. Nell' interruttore di Wehnelt il filo di *Pt* saldato in tubo di vetro non tarda a saltare per la violenza delle vibrazioni cui è sottoposto il vetro e per l' incandescenza del *Pt* oltre il mercurio e della guaina di gas che lo riveste.

Si evita l' uso del vetro saldando un filo di *Pt* di 6-8 cm. di lunghezza all' estremità di un grosso filo di rame lungo altri 10 cm., e che porta un morsetto. L' elettrodo attivo così costituito viene immerso nell' elettrolito sormontato da 8-10 cm. d' olio d' oliva o di petrolio: la saldatura e una parte del filo di *Pt* devono restare immerse in quest' ultimo. Si può così regolare la lunghezza della parte attiva del filo dentro l' acido, e l' olio impedisce al resto di divenire incandescente, come pure modera e trattiene la violenza dell' ebullizione.

Come elettrodo negativo può servire vantaggiosamente un serpentino cilindrico o conico di tubo di piombo, che si fa percorrere dall' alto al basso da acqua fredda.

Con fili di varii spessori e differenti lunghezze immerse e con varie f. e. m. si riscontra che, nel primario di un grosso Ruhmkorff; per una data f. e. m.; per una data immersione e per una data distanza esplosiva, il filo canta in tono tanto più alto quanto più è sottile: coll' aumentare l' immersione il tono si abbassa e la scintilla, dapprima spessa e continua, si sparpaglia in un fascio di scintille sottili e bianche. Per un dato filo di *Pt*, con distanze esplosive crescenti, il tono si abbassa anche gradatamente. Per f. e. m. crescenti, la frequenza delle interruzioni va crescendo in ragione inversa della distanza esplosiva che si mantiene nel secondario.

Con piccole f. e. m. talvolta il filo canta senza fornire scariche nel secondario: basta allora dare una piccola scossa trasversale al filo o aprire e chiudere il circuito per ristabilire il flusso di scintille.

1) Dagli Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino, Vol. 34, 1899.

Adoperando un filo di *Pt* saldato nel vetro, è utile che il tubo presso l'attacco sia ripiegato orizzontalmente, e meglio due volte, ottenendosi così lo svolgimento dei prodotti gassosi più regolare e la saldatura più riparata dalle variazioni troppo brusche di temperatura.

2. Se la guaina di gas che avvolge l'anodo, è in sostanza, come porta la teoria finora delineata da vari autori sul modo di agire dell'apparecchio, un arco voltaico che alternativamente si forma e svanisce, un campo magnetico trasversale alla corrente nell'elettrolito dovrebbe agire per soffiarlo via e ristabilire con maggiore rapidità la corrente.

Per questo si dispone una vaschetta di vetro parallelepipeda di centimetri $4 \times 11 \times 14$ fra i poli anodi di un elettromagnete Faraday-Ruhmkorff, eccitato da 9 accumulatori Tudor. L'elettrodo negativo è uno strato di mercurio a cui un filo di *Pt* entro tubo di vetro conduce la corrente: l'elettrodo attivo è della forma solita, con la punta fra i poli del campo magnetico: uno strato d'olio sopra l'acido trattiene l'effervescenza.

In tali condizioni, per piccole distanze esplosive nel secondario, non si nota alcun cangiamento nei caratteri della scintilla.

Al contrario per distanze esplosive tanto grandi che la scarica scocchi difficilmente, o non passi altro che l'effluvio, all'eccitazione del campo si ha di nuovo un notevole torrente di scintille bianche, che scompaiono col campo. Il tono dell'interruttore e della scarica sono molto bassi.

L'esperienza riesce bene con punta e pallina all'eccitatore. Contemporaneamente la tensione ai poli primarii del rocchetto diminuisce da 78 a 75 Volta. La tensione ai poli dell'interruttore elettrolitico è di circa 95 Volta quando è aperto con scariche a effluvio, e per l'azione del campo magnetico, che eccita le scintille, discende a 75-80 Volta. Naturalmente la corrente nel primario cresce.

Sembra dunque che realmente il campo magnetico agisca come per soffiar via la guaina incandescente. Il fatto che mentre la tensione massima ai poli deve innalzarsi, e l'autoinduzione del primario viene diminuita e la frequenza delle interruzioni

dovrebbe crescere, mentre il tono dell' interruttore si abbassa, potrebbe spiegarsi colla formazione di rapidi moti vorticosi, bene visibili, che il liquido assume intorno all' asse del campo magnetico.

3. Il sig. Armagnat osservò che *più caldo è il liquido e più basso può essere il voltaggio della sorgente*. Varie esperienze fatte sia su un solo filo, sia su cinque fili tutti uguali saldati in tubetti di vetro e disposti nello stesso vaso, sopra elettrodo negativo di mercurio, sia infine su fili differenti l'uno dall' altro in lunghezza si è trovato costantemente che *per ogni dato filo e ogni data f. e. m. v' ha un intervallo di temperatura che solo consente la produzione regolare del fenomeno di Wehnelt*.

I limiti non si possono ben determinare. Ad ogni modo, innanzi il limite più basso dell' intervallo, non si ha che elettrolisi silenziosa: oltre il limite più elevato, il funzionamento dell' interruttore cessa di essere continuo. Con altre esperienze ancora si è trovato che: *entrambi i limiti dell' intervallo di temperatura dipendono anche dalla distanza esplosiva o, se si vuole, dall' autoinduzione del primario.*

Esperienze eseguite per la ricerca dell' influenza del campo magnetico sul Wehnelt nel caso di f. e. m. deboli e facendo variare la temperatura hanno confermati in generale i risultati delle precedenti esperienze. Con deboli f. e. m. cioè con basse frequenze, la influenza del campo magnetico risulta più nettamente marcata, e appare procedere di pari passo con la temperatura nell' intervallo che comprende la produzione del fenomeno Wehnelt.

Si constata cosi il fatto che il campo magnetico, agendo sull' interruttore Wehnelt nel primario di un Ruhmkorff, ha una tendenza a cangiare in scintille bianche e vive ogni scarica oscura nell' intervallo del secondario.

SUI RAGGI CATODICI, SUI RAGGI RÖNTGEN E SULLE DIMENSIONI E LA DENSITÀ DEGLI ATOMI.

Nota II di G. GUGLIELMO [1]).

Ammesso che i raggi catodici siano costituiti da particelle esilissime dotate di grandissima velocità, il fatto che esse possono attraversare un corpo solido, liquido o gassoso di conveniente spessore senza essere deviate e senza diminuire di velocità, fornisce la prova più diretta della costituzione atomica della materia e dà un modo diretto e semplice (come fu dimostrato nella Nota precedente [2])) per determinare, se non la vera grandezza degli atomi, almeno un limite superiore di questa grandezza, molto più approssimato che non cogli altri metodi.

Un modo un po' diverso e più semplice di quello esposto in essa Nota, per ottenere la relazione fra l' assorbimento d'un corpo per i raggi catodici e la somma delle sezioni di tutte le molecole assorbenti, è il seguente.

Un fascio di raggi catodici, semplici, paralleli ed uniformemente distribuiti cada perpendicolarmente ad uno strato piano di spessore d d' una sostanza p. es. gassosa. Sia Q la quantità di questi raggi per cm^2 e per minuto secondo all'entrata nello strato, e sia Q' la quantità di essi per cm^2 e per 1" emergenti dallo strato senza aver subito deviazione da parte delle molecole della sostanza; sia inoltre n^3 il numero di queste molecole per cm^3, e supponiamo lo strato diviso in n strati elementari uguali paralleli alle sue facce; ciascuno di questi conterrà n^2 molecole per cm^2. Se per ciascuna molecola è σ l' area, presa perpendicolarmente ai raggi catodici, che non può essere attraversata da questi senza che essi vengano deviati o fermati, quest' area per ogni strato elementare sarà $n^2\sigma$ per cm^2, ed il numero di raggi catodici che saranno deviati o fermati nell' attraversare il 1° strato elementare sarà

1) Dalla R. Accad. dei Lincei, vol. 8, 1° sem., ser. 5., fasc. 8. Aprile 1899.

2) Nuovo Cimento. Serie 4, vol. 9, pag. 131.

$Q n^2 \sigma$, mentre il numero di quelli che potranno passare liberamente sarà $Q (1 - n^2 \sigma)$ per cm^2. Similmente il numero di essi che potranno attraversare liberamente il 2°, il 3° ecc. strato elementare, sarà rispettivamente $Q (1 - n^2 \sigma)^2$, $Q (1 - n^2 \sigma)^3$ ecc.; ed il numero di quelli che potranno attraversare liberamente tutto lo strato di spessore d, sarà per cm^2:

$$Q' = Q (1 - n^2 \sigma)^{nd} .$$

Questa relazione non differisce essenzialmente da quella trovata nella Nota precedente: difatti essa può scriversi: $Q' = Q\, e^{nd . \log nep. (1 - n^2 \sigma)}$, e siccome $n^2 \sigma$ è una quantità piccolissima, invece di $\log (1 - n^2 \sigma)$ si può prendere $- n^2 \sigma$ e quindi si ha:

$$Q' = Q\, e^{-d n^2 \sigma} \qquad \text{oppure} \qquad Q' = Q\, e^{-Sd}$$

indicando con S la somma delle sezioni di tutte le molecole che è $n^3 \sigma$ per cm^3 e prendendo come sezione d' una molecola il valore di σ quale fu definito.

Siccome d' altra parte $n.^3 d.$ 1 cm^2 è il numero delle molecole per cm^2 dello strato che si considera, e questo numero è uguale al quoziente del peso P di esso strato per cm^2, per il peso assoluto $p\varepsilon$ d' una molecola (chiamando ε il peso assoluto d' un atomo d' idrogeno, che secondo la teoria dei gas è circa 10^{-24} gr.) si avrà:

$$Q' = Q e^{-\frac{P}{p\varepsilon}\sigma}$$

L' area σ per un gas, per un liquido o per un solido amorfo deve necessariamente ritenersi (almeno in media) come costituita da uno o più cerchi a seconda che la molecola è composta di uno o più nuclei o atomi che impediscono il libero passaggio dei raggi catodici, poichè non v' è ragione perchè in un corpo amorfo queste aree si estendano piuttosto in una direzione che in un' altra, e se ν è il numero di questi nuclei o atomi, sarà $\sigma = \nu \pi \rho^2$ essendo ρ il raggio delle singole aree che impediscono il libero passaggio dei raggi catodici. ρ rappresenterebbe il raggio d' azione sensibile degli atomi rispetto ai raggi catodici qualora le particelle che questi ultimi costituiscono avessero

dimensioni nulle; se però il raggio di queste particelle è ρ_1, e ρ_2 quello dell' azione sensibile degli atomi, sarà:

$$\sigma = \nu \pi (\rho_1 + \rho_2)^2$$

e quindi

$$Q' = Q \, e^{\frac{P}{p \varepsilon} \nu \pi (\rho_1 + \rho_2)^2},$$

come già si osservò nella Nota precedente, Lenard trovò coll' esperienza che il valore di $Q' : Q$ per una data qualità di raggi catodici (e quindi per un determinato valore di ρ_1) e per un valore qualsiasi ma determinato del peso per cm^2 dello strato assorbente è costante, indipendente quindi dalla natura e dal peso molecolare della sostanza.

Perchè ciò sia è necessario: 1° che ν sia uguale o multiplo costante di p, ossia che una molecola sia composta di un numero di nuclei o atomi isolati e distanti (affinchè le singole aree non si sovrappongono) uguale o multiplo costante del peso molecolare; 2° che questi nuclei o atomi, che hanno quindi anche in corpi diversi lo stesso peso, abbiano anche la stessa sezione in tutte le direzioni, e siano quindi probabilmente identici in tutti i corpi. Nella Nota più volte citata si trova anche che $\frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)$ è all' incirca uguale a 10^{-11} e che la densità di questi atomi sarebbe di 80000 Kgr. per cm^3, ammesso che i raggi catodici non attraversino la parte dell'atomo soggetta alla gravità.

Per l' idrogeno Lenard trovò un assorbimento doppio di quello degli altri corpi a pari densità superficiale; si potrebbe credere che questa differenza che presenta il solo idrogeno che ha la massima velocità molecolare, sia dovuta appunto a questa; ma a tal uopo sarebbe necessario ammettere che la velocità dei raggi catodici fosse circa 10^5 cm. per secondo, ciò che non pare ammissibile.

Aumentando la rarefazione e quindi la differenza di potenziale alla quale sono prodotti i raggi catodici, aumenta per uno stesso strato assorbente il valore di $Q' : Q$, sia perchè diminuisca il valore di ρ_1, sia perchè diminuisca quello di ρ_2 a causa dell' aumentata velocità dei raggi catodici. Usando un fascio composto di varie specie di raggi catodici e misurando

i valori totali di Q e Q′ s' avranno per σ valori compresi fra i valori estremi e quindi ammissibili. D' altronde è da notare che nel modo d' operare di Lenard, che determinava la distanza a cui cessava d' esser visibile la luminescenza prodotta dai raggi catodici, questi erano semplici, poichè erano già stati assorbiti quelli più facilmente assorbibili. Così pure col metodo usato dal Röntgen per paragonare il potere assorbente di varie sostanze, riducendo cioè lo spessore di esse, in modo che tutte producessero lo stesso assorbimento, nessun errore notevole può derivare dalla complessità dei raggi, a meno di ammettere un assorbimento specifico che almeno pei raggi catodici non pare che si verifichi.

Il determinare i valori di σ corrispondenti a raggi catodici di diverse e note velocità, come pure il determinare la proporzione dei raggi catodici d' una stessa velocità nota che vengono deviati di angoli determinati, può dare un' idea del modo come varia l' intensità del campo d' azione dell' atomo a varie distanze dal suo centro [1]).

L' applicazione dalla formula precedente all' assorbimento dei raggi catodici nei gas non pare che possa dar luogo ad obbiezioni; e difatti sin da quando Crookes emise la sua teoria della materia radiante, si fece un calcolo analogo nel caso molto più complicato che le particelle dei raggi catodici avessero la velocità e le dimensioni delle molecole quali risultano dalla teoria cinetica dei gas. Il fatto che l' assorbimento dei gas, quale risulta dalle esperienze di Lenard, conduce a valori della grandezza delle molecole molto più piccoli di quelli che risultano dalla teoria dei gas, si spiega colla grandissima

1) Spesso si considerano gli atomi come corpicciuoli a contorni definiti, durissimi, elastici ecc.; tale ipotesi però non ha niente che la giustifichi, poichè non è verosimile e neppure utile. Difatti essa non giova a spiegare l' azione a distanza degli atomi che deve essere intensissima, perchè obbliga le molecole urtantisi a cambiar direzione in un tempo e in uno spazio piccolissimi e perchè produce nelle combinazioni le vibrazioni termiche o luminose che sono certamente rapidissime. L'ammettere poi che queste forze si sviluppino (come nell' urto dei corpi) al contatto dei due atomi, introduce la necessità di indagare la struttura dell' atomo tale da sviluppare tali forze, e conduce quindi ad un problema insolubile, mentre il considerare l' atomo come un centro di forza lascia sperare che determinandone il campo si possa trovarne la causa. Nella vibrazione luminosa d' un atomo, per uno spostamento di esso dalla posizione d'equilibrio di una lunghezza uguale al raggio dell' atomo di idrogeno (10^{-11}) si manifesta un'accelerazione ($a = 4\pi^2 r : T^2$) uguale circa a $1,5 . 10^{+22}$ cm. per 1″.

velocità e colle minori dimensioni delle particelle dei raggi catodici rispetto a quella delle molecole, ma specialmente con ciò che i raggi catodici penetrano nell' interno delle molecole passando fra atomo e atomo.

L' uguaglianza dei valori che s'ottengono per il raggio d'azione degli atomi applicando la formula suddetta all' assorbimento prodotto dai gas ed a quello prodotto dai varî solidi, molto diversi per densità e per peso atomico, studiati da Lenard, è già una prova che quest'ultima applicazione non è erronea; tuttavia essa può dar luogo a varie obbiezioni.

Stokes [1]) trovando difficile poter ammettere che particelle materiali possano penetrare nell' interno d' un solido compatto (ciò che risulta necessariamente se si ammettono i valori di ϵ che s' ottengono pei gas dalle esperienze di Lenard) suppone che i raggi Lenard come i raggi Röntgen possano esser dovuti a perturbazioni dell' etere causate dal subito fermarsi delle particelle cariche di elettricità negativa urtanti contro il solido. Egli suppone altresì che i raggi Lenard possano essere raggi catodici emessi dalla faccia posteriore della foglia d' alluminio, quando la faccia anteriore è percossa dai raggi catodici portanti elettricità negativa.

Goldstein [2]) ha osservato che i raggi catodici K_2 urtando le molecole gassose danno origine ai raggi K_3 di natura simile ai raggi K_2 ma diffusi in tutte le direzioni, e nell' urtare le molecole d' un solido danno origine ai raggi K_d pure simili ai raggi K_2 e diffusi in tutte le direzioni; egli non può asserire che i raggi K_2 e i raggi K_3 e K_d siano identici, anzi osserva alcune lievi differenze di colore nelle luminescenze da essi prodotte. Inoltre il Goldstein osserva che i raggi catodici K_2 non attraversano una foglia metallica conservando la loro direzione, ma vi si trasformano in raggi K_d diffusi in tutte le direzioni; difatti la luminescenza prodotta dai raggi catodici

1) Mem. and Proc. of the Manchester liter. phil. Society, 1897. Science Abstracts, I, pag. 476. Nature 58, pag. 445.

2) Wied. Ann 67, pag. 84. Goldstein distingue tre strati nelle luminosità presso il catodo; uno strato color giallo (K_1, Kanalstrahlen) che si sviluppa dietro il catodo se questo è forato, uno strato formato di raggi azzurri poco luminosi K_2, ed uno strato di raggi azzurri più luminosi K_3 partenti da tutti i punti delle traiettorie dei raggi catodici.

attraverso una foglia metallica, è più intensa e limitata all'estensione di essa se la foglia è aderente al vetro, ma diventa più estesa e meno intensa a misura che la foglia s'allontana dal vetro. Qualora i raggi Lenard fossero raggi K_a e non raggi K_2, mancherebbe la base principale al calcolo su esposto.

L'ipotesi che i raggi Lenard siano perturbazioni dell'etere è contradetta dalle esperienze dello stesso Lenard, che dimostrò che i raggi suddetti hanno tutte le proprietà dei raggi catodici ed in specie quella di essere deviati in vari gas ed a varie pressioni per effetto d'un campo magnetico. L'altra ipotesi, cioè che i raggi Lenard siano raggi catodici emessi dalla faccia esterna della foglia d'alluminio, è contradetta dal fatto che essi si producono nell'aria atmosferica alla pressione ordinaria, nel vuoto più perfetto, ed anche quando la foglia d'alluminio comunica coll'anodo, tutte condizioni che s'oppongono alla produzione dei raggi catodici [1]).

Riguardo alla possibilità che i raggi K_3, K_a e K_2 non siano identici, si può osservare anzitutto che ciò è senza influenza nell'applicazione della formula dell'assorbimento ai gas. Goldstein (*Wied. Ann.* 51, pag. 622) ha osservato pel primo che i raggi K_2 attraversano tutto lo spazio dei raggi K_3 e sono osservabili anche nei gas a pressione relativamente grande come nei tubi di Geissler, purchè si guardi attraverso un vetro azzurro che attenua la luce un po' rossiccia dei raggi K_3. I raggi diretti K_2 ai quali solamente può applicarsi la formula suddetta si distinguono inoltre dai raggi K_3 per la proprietà di produrre una viva luminescenza nel vetro.

Per cercare di risolvere il dubbio che i raggi catodici diretti K_2 ed i raggi riflessi K_a siano di diversa natura, si può far riflettere i raggi K_2 ed osservare se i raggi riflessi vengono deviati per azione d'un campo magnetico. A tale scopo in un tubo a T, di vetro, era stato introdotto da un lato un elettrodo d'alluminio piano e perpendicolare all'asse del tubo, e dall'altro lato un elettrodo d'alluminio pure piano ma inclinato di 45° sull'asse. Il primo elettrodo che serviva da catodo si tro-

1) Willy Wien, Wied. Ann. 65. pag. 440.

vava a circa 1 cm. di distanza dall' intersezione col tubo verticale, l' altro elettrodo si trovava sull' intersezione stessa in modo da riflettere verso il tubo verticale i raggi provenienti dal catodo. La sommità del tubo verticale presso l' intersezione era riempita da un cilindro di ebanite lungo 2 cm., nel quale era stato praticato un foro secondo l' asse di 2 mm. di diametro.

Collocato il tubo sulla pompa e fatto il vuoto, facendo passare la scarica nel tubo, i raggi cadendo sull' anodo inclinato a 45° vi si riflettevano in tutte le direzioni, ed un fascio passando lungo il tubo d' ebanite suddetto penetrava nel tubo verticale rendendo debolmente luminescente la parte inferiore di esso. Collocata un' elettro-calamita a ferro di cavallo presso questo tubo, a varie distanze dal tubo orizzontale coi poli che ora abbracciavano il tubo ora si adattavano longitudinalmente su di esso, facendo passare la corrente per l' elettrocalamita, i raggi catodici vennero deviati di circa 45°, come indicava la macchia fosforescente del tubo. La stessa deviazione fu osservata allorchè l' anodo era in comunicazione col suolo.

La deviazione osservata non poteva esser attribuita ad uno spostamento dei raggi catodici primari, ossia del punto ove essi incontravano la lamina riflettente, perchè il cilindro d'ebanite non permetteva il passaggio di raggi molto inclinati sull' asse; inoltre la deviazione dei raggi riflessi si produceva in direzione contraria a quella che sarebbe stata dovuta allo spostamento dei raggi catodici primari.

La deviazione osservata era quella corrispondente alla carica di elettricità negativa dei raggi, restando così provato che anche i raggi riflessi hanno una tale carica, non possono essere prodotti dall' anodo e per il modo di comportarsi in un campo magnetico non differiscono essenzialmente dai raggi diretti. Appare quindi probabile che i raggi riflessi siano dovuti a particelle dei raggi incidenti penetrati nell' interno del corpo riflettente sino ad una profondità più o meno piccola, e deviati per azione degli atomi del corpo senza venire a contatto con essi e quindi senza ceder loro la carica di elettricità negativa.

Finalmente riguardo alla possibilità che i raggi Lenard siano composti unicamente di raggi diffusi (sebbene della stessa natura) e quindi deviati, è da notare che ammettendo i valori di σ trovati per i gas, ne risulta che nel caso d'un solido una proporzione piccola ma tuttavia apprezzabile può attraversarne uno strato sufficientemente sottile. Che anche l'aria a pressione ordinaria si comporti come un mezzo torbido è già stato osservato dal Lenard e tanto più dovrà comportarsi come un mezzo torbido un solido in cui le molecole sono notevolmente più ravvicinate, ma ciò non esclude che esso possa lasciar passare una piccola porzione di raggi non deviati che è facile distinguere dai raggi diffusi.

Il fatto che le particelle dei raggi catodici possiedono una carica elettrica grandissima rispettivamente alla loro massa, rende verosimile che in virtù di essa risentano da parte degli atomi un'azione attrattiva o ripulsiva a seconda della carica che questi, come si ammette generalmente, possiedono, e che quindi queste particelle, come fu osservato nella Nota precedente, risentano l'azione degli atomi ad una distanza maggiore di ciò che avverrebbe se essi fossero privi di tale carica. Qualora si ammettesse, come si vuole da alcuni fisici, che i raggi Röntgen siano appunto costituiti da particelle esilissime dotate di grandissima velocità ma prive di carica elettrica, e precisamente siano costituiti dalle particelle dei raggi catodici che urtando contro un solido gli abbiano ceduto la loro carica e siano stati deviati in tutte le direzioni [1]), questi raggi parrebbero più propri alla determinazione della grandezza degli atomi mediante la formula su esposta, e fornirebbero un valore di essa (o della parte impermeabile di essa) più prossimo al vero.

Tuttavia non pare che all'assorbimento dei raggi Röntgen, pel quale non fu possibile trovare una legge neppure nel caso

1) Walther, Wied. Ann. 66, pag. 74. È però da notare come risulti dall'esperienza sopradescritta che i raggi catodici anche riflettendosi sull'anodo conduttore e carico di elettricità positiva, conservano la loro carica, come pure la conservano quando attraversano la foglia d'alluminio pure conduttrice e carica di elettricità positiva. Quindi i raggi Röntgen non potrebbero esser costituiti nè dalle particelle riflesse, nè da quelle che attraversano il corpo, e neppure dalle particelle che urtano più direttamente contro gli atomi a cui cedono la propria carica elettrica, perchè queste dovrebbero perdere in massima parte la loro velocità che, come è noto, si trasforma in calore.

di vari spessori d' uno stesso corpo, si possa applicare semplicemente l' ipotesi di particelle che passano negli interstizi fra gli atomi. Dato anche che i raggi Röntgen fossero costituiti da particelle materiali e non da perturbazioni dell' etere, il fenomeno dell' assorbimento dovrebbe essere complesso e non calcolabile (eccetto forse qualche caso come p. es. quello dei gas) nel modo indicato.

Riesce difatti inconciliabile colla suddetta ipotesi, che una lamina di platino ed una lamina d' alluminio a parità di peso per cm^2 presentino un così diverso assorbimento pei raggi Röntgen, e più generalmente riesce inesplicabile l' influenza del peso atomico. Se supponiamo ciascun atomo di alluminio e di platino diviso in tante parti quante sono le unità nei pesi atomici rispettivi e supponiamo, ciò che pare molto probabile, che queste parti avendo masse uguali esercitino, se prese isolatamente, azioni uguali, ne risulta che se queste parti fossero isolate e distanti, le due lamine avendo uguali pesi per cm^2 e quindi un ugual numero di queste parti per cm^2, dovrebbero aver la stessa opacità pei raggi Röntgen. Se invece le stesse parti in ogni atomo fossero vicine o raggruppate, la sezione degli atomi e quindi l' opacità della lamina, dovrebbe esser minore per il platino che non per l' alluminio.

Tuttavia non è possibile disconoscere alcune analogie che passano fra le proprietà dei raggi Röntgen e quelle dei raggi catodici. Oltre all' assenza di polarizzazione e di interferenze comune ad entrambi, si ha che per entrambi l' assorbibilità cresce al decrescere del potenziale al quale furono prodotti, ed è da notare che la differenza d'assorbibilità, grandissima pei raggi Röntgen e pei raggi Lenard ordinari, diventa molto minore qualora si considerino raggi Röntgen prodotti a piccola differenza di potenziale.

Questa specie di raggi Röntgen non appare nei soliti tubi che invece hanno per iscopo di produrre raggi quanto più è possibile penetranti, e che inoltre hanno una parete spessa sufficiente per assorbire completamente questa specie di raggi qualora essa si producesse. In vari tentativi per ottenere raggi Lenard attraverso foglie d' alluminio e di magnesio, non di rado troppo spesse (1 a 2 mgr. per cm^2), l'A. ottenne oltre ai

raggi Lenard deboli, una notevole quantità di raggi Röntgen. Questi, a differenza di ciò che avviene nei soliti tubi, cominciavano ad apparire quando la resistenza del tubo era equivalente a $^1/_2$ mm. d' aria atmosferica fra fili di 2 mm. di spessore. Essi poi erano pochissimo penetranti, tanto che due fogli di carta spessa, oppure 8 fogli sovrapposti di carta da filtro pesanti insieme 50 mgr. per cm^2., producevano nello schermo fluorescente pei raggi Röntgen un' ombra abbastanza intensa, mentre è noto che anche spessi libri sono facilmente traversati dai raggi Röntgen ordinari.

APPENDICE. *Sull' assorbimento dei raggi luminosi e sulle dimensioni degli atomi.* — La relazione fra le dimensioni, il numero degli atomi e l' assorbimento che essi producono, si può forse applicare all' assorbimento dei raggi luminosi nel caso p. es. dell' argento, che riflettendo la quasi totalità dei raggi incidenti deve essere composto di atomi o gruppi d' atomi opachi, ma che pochissimo assorbono la luce.

Determinando col fotometro Bunsen e col metodo usato dal Lenard pei raggi catodici, con luce ordinaria e con luce del sodio la proporzione di luce che può attraversare una pellicola d' argento deposta sul vetro col metodo Böttger, la proporzione di luce trasmessa risultò circa di 1 : 100 per pellicole pesanti in media 0,15 mgr. per cm^2. L' assorbimento è quindi maggiore di quello che la stessa pellicola avrebbe prodotto nei raggi catodici, ed il raggio dell' atomo risulta dieci volte maggiore. Tale differenza, che potrà aumentare quando si eliminino le varie cause d' errore, non è grande se si considera l' assoluta diversità nella definizione della quantità che si vuol misurare e nel modo di misura.

RICERCHE SPERIMENTALI SULLA LUCE FLUORESCENTE NEI SOLIDI.

Memoria del Dott. IGNAZIO SCHINCAGLIA.

Già Sohncke e Schmidt studiarono entrambi la luce fluorescente nei corpi mono e birefrangenti. In questa memoria ci si propone di studiare tali fenomeni di fluorescenza adoperando, fra le altre, sostanze isotrope non ancora indagate sotto questo, punto di vista, e sottoponendo ai raggi luminosi una completa collezione di cristalli di tutti i sei sistemi, che si prestano a tal genere di osservazioni. Infine ci si propone di definire decisamente la questione se, come nei corpi isotropi è proprietà generale (senza eccezione) essere la luce fluorescente non polarizzata, è pure proprietà generale in quelli birefrangenti essere invece polarizzata.

Onde eseguire le differenti esperienze è stato adoperato un porta-luce il quale mandava un fascio cilindrico di raggi solari entro un tubo di cartone nero non lucido lungo un metro e del diametro di 10 cm. All' estremità di esso una lente convergente, concentrava assai bene i raggi luminosi in un punto non molto discosto. I corpi da esaminare venivano posti in modo che il loro centro coincidesse col fuoco principale della lente.

La luce di fluorescenza veniva osservata, attraverso le sostanze, in direzione perpendicolare a quella dei raggi incidenti servendosi di un nicol incassato in una ghiera metallica munita di un braccio spostantesi davanti ad un cerchio graduato. Per impedire l' intervento di sorgenti luminose estranee, fra il nicol e il corpo eravi un tubo, lungo il quale provenivano le radiazioni fluorescenti.

Quando occorreva un fascio di raggi paralleli, ma con luce molto intensa, si poneva ad un' opportuna distanza davanti alla lente sovraccennata un' altra lente pure convergente di piccola apertura e piccolissimo raggio di curvatura. La camera dove erano compiute le esperienze era sufficientemente oscura: fu fatto spesso uso di vetri colorati e quasi sempre violetti.

La fluorescenza è stata ancora eccitata adoperando la luce dell' arco voltaico.

Molte volte fu ricoperto il corpo da osservare con cartone nero in forma di parallelepipedo avente due aperture in due facce contigue. Ciò facendo si eliminavano dall' azione diretta della vista i raggi riflessi dalle faccie terminali del solido, avente spesso superfici irregolari di frattura che avrebbero costituito gravi inconvenienti.

Allorchè il solido possedeva superfici terminali piane e regolari allora si adoperavano semplici diaframmi forati che venivano posti davanti al nicol in modo da osservare la sola luce di fluorescenza.

Alcune volte fu adoperata luce eccitatrice polarizzata, ottenuta ponendo sul cammino dei raggi luminosi incidenti un secondo nicol che agiva come polarizzatore.

I corpi posti sul cammino della luce potevano essere orientati in tutti i modi possibili.

Esperienze sui corpi monorifrangenti. — Le specie mineralogiche adoperate furono le seguenti: il diamante, la ialite, lo spinello, la blenda più quelle psuedo-cubiche, per il fenomeno della mimesia, e cioè: la fluorite, la leucite, la boleite, la grossularia, l' almandino. Però non ci si è accorti di fluorescenza degna di osservazione che nella fluorite; per cui i corpi che furono oggetto di studio sono state molte varietà di spato-fluore per i cristalli, e varie qualità di vetri per le sostanze pure isotrope, ma non cristallizzate.

Quanto alla fluorite furono scelti molti gruppi di minerali aventi colorazioni diverse per trasparenza e quasi tutti allorchè erano cimentati apparivano fluorescenti, con colori variabili dall' azzurro al violetto e con intensità più o meno marcata. Varie qualità poi di spato-fluore si mostravano refrattarie a qualsiasi trattamento non mostrando alcuna traccia di fluorescenza. L' intensità della fluorescenza varia direttamente con l' intensità della luce eccitatrice, e coll' aumentare di questa i colori fluorescenti diventano sempre più cupi. In tutte queste esperienze non fu mai osservato per quanto si ruotasse il nicol analizzatore, il benchè minimo cambiamento

di intensità nella luce fluorescente anche se i raggi incidenti erano polarizzati.

Per i corpi isotropi non cristallizzati furono adoperate quattro qualità di vetri, due delle quali, il vetro di didimio e di lantanio, furono trovate fluorescenti.

Esperienze sui cristalli birefrangenti. — Furono sottoposte all' esperienza varie specie mineralogiche giacchè i cristalli degli ultimi cinque sistemi che hanno le condizioni per potere essere oggetto di queste ricerche, sono molti. È necessario osservare che in alcuni di essi il fascio di raggi luminosi, che entra per una faccia non eccita sempre la fluorescenza in tutte le direzioni del cristallo, onde nei minerali sottoposti ad esame si è dovuto presentare successivamente al fascio di luce incidente tutte le faccie che essi possedevano, inclinandoli e muovendoli, in modo che i raggi rifratti sul loro tragitto nell'interno del cristallo non trascurassero di attraversarne la più piccola porzione. Fu adoperata quasi sempre la luce solare con e senza il vetro violetto.

L' epatite e il berillo che Sohncke trovò essere fluorescenti, non si mostrarono tali in queste esperienze. I cristalli che si mostrarono nettamente fluorescenti furono: lo spato d'Islanda, l' aragonite, la fosgenite, la baritina, il topazio.

Spato d' Islanda. — Lo spato d' Islanda ad un fascio di raggi solari assai concentrato diviene fluorescente, cioè il fascio stesso, osservato perpendicolarmente alla sua direzione di propagazione, appare colorato in rosso sangue, quando attraversa il cristallo. Si esperimentò con quattro romboedri diversi i quali, posti sul cammino della luce, lasciando che il piano d'incidenza avesse qualsiasi orientazione rispetto alla sezione principale degli spati, apparvero tutti più o meno fluorescenti lungo la via dei raggi, qualunque fosse la faccia d' ingresso del fascio incidente. Il rosso appariva meno marcato se si adoperava luce solare senza vetro violetto.

Ponendo cura nell' osservazione, osservando le radiazioni fluorescenti da una faccia del romboedro contigua a quella d'ingresso dei raggi eccitatori, non apparve affatto di scorgere la minima traccia di polarizzazione all'origine benchè ruotando il nicol analizzatore si vedessero sparire e ricomparire perio-

dicamente due dei quattro fasci luminosi, entro il cristallo, cui dà luogo la coppia dei raggi ordinario e straordinario corrispondente al fascio incidente.

Aragonite. — Esaminati diversi esemplari, questi mostrarono tutti una fluorescenza color verde chiaro, però variabile da cristallo a cristallo. Un fascio solare di raggi paralleli concentrati, entrando perpendicolarmente ad una faccia del cristallo (un grande prisma rombico) perpendicolare all' asse principale di simmetria; veduto attraverso successivamente le altre sei laterali, eccitava sempre una bella fluorescenza verde parzialmente polarizzata.

Si esperimentò pure su tre coppie di faccie artificiali perpendicolari ai tre assi cristallografici, accogliendo un fascio di raggi lungo uno di essi, e si osservò che non sempre la luce di fluorescenza era polarizzata.

Fosgenite. — Si esperimentò su due campioni di cui uno era un parallelepipedo retto a base sensibilmente quadrata. Fu operato, accogliendo il fascio solare su una faccia laterale ed osservato attraverso una faccia contigua non terminale. Apparve una fluorescenza verde chiaro, ma cambiante tinta ad ogni giro dell' analizzatore di 90°. Si otteneva lo stesso resultato operando su una faccia diversa dalla prima quando il fascio di raggi entra seguendo la direzione dell' altro asse secondario. Se la luce incidente, entrata per una faccia laterale, è osservata nella direzione dell' asse ottico attraverso una faccia terminale, si ha fluorescenza giallo-rosea, però non si ha cambiamento di colore ruotando il nicol.

Nelle due prime esperienze in cui si hanno cambiamenti di colore, si può dire che ciascuna delle radiazioni, di cui è composto il colore di fluorescenza, è polarizzata in un piano che non è lo stesso per tutte le altre.

Baritina. — Solo i campioni corrispondenti al giacimento della Vernasca si mostrarono fluorescenti attraversati da luce sufficientemente intensa. Furon fatte esperienze su cristalli di vari colori ma solo le varietà bianche e giallicce del giacimento sovraccennato mostrano un bel colore verde giallastro per fluorescenza. Abbiamo eseguite l'esperienze con due cristalli della prima varietà e ottenuti resultati concordi. Si fecero costruire delle

faccie esattamente perpendicolari agli assi cristallografici di simmetria, attraverso le quali fu osservata la fluorescenza eccitata dai raggi incidenti. S' indichino con x e y i due assi secondari, con z il principale, le faccie artificiali rispettivamente con X, Y, Z.

Facendo entrare un fascio orizzontale di raggi paralleli per una qualsiasi faccia naturale del cristallo, e osservata la fluorescenza attraverso le altre faccie del prisma essa apparve di un bel verde brillante che si mostrava non completamente ma parzialmente polarizzata.

Operando sulle tre faccie artificiali seguendo la direzione dei respettivi assi si osservò la fluorescenza susseguentemente attraverso ciascuna delle altre due faccie, nella direzione del rispettivo asse. In ogni caso apparve luce di fluorescenza più o meno intensa, con dei massimi e minimi d' intensità, di colore verde giallastro, parzialmente polarizzata in un piano che ora è perpendicolare a quello degli assi ottici (ma parallelo all' asse principale del cristallo), ora è parallelo al piano degli assi ottici, ora coincidente con questo piano stesso, ora perpendicolare all' asse principale e al piano degli assi ottici stessi.

Per la varietà bianca si esperimentò pure con vari campioni e si ottenne un comportamento simile a quello della baritina precedente.

Topazio. — Tutti i topazi gialli mostravano una bella fluorescenza color rosso porpora sottoposti alla luce concentrata del sole, con o senza vetro violetto. Di quelli degli altri colori nessuno fu trovato fluorescente tranne un acquamarino chiaro, il quale fu provato essere fluorescente ma non in tutte le direzioni.

Si fecero varie esperienze con questo cristallo ed è strano l' aver costatato come non vi si destasse fluorescenza alla luce solare per quanto concentrata, ma ben tosto apparisse rosso-rosea non appena si adoperasse il vetro violetto. La luce di fluorescenza non compariva se non quando la luce eccitatrice aveva raggiunto un certo grado d' intensità, e anch' essa variava d' intensità, col variare la concentrazione dei raggi incidenti.

Siano x, y, z gli assi secondari del cristallo in cui $x > y$, z il principale: X, Y, Z, le faccie normali a questi assi. La direzione dall'asse y è tale che per essa non appare affatto la fluorescenza, sia che si guardi nella direzione dell'asse stesso, sia che lungo x si propaghino i raggi incidenti. Fu osservata la fluorescenza nei casi seguenti:

1° Quando i raggi entrano attraverso Z lungo l'asse z, e vengono osservati in direzione perpendicolare alla faccia X.

2° Quando i raggi entrano attraverso X lungo l'asse secondario maggiore x, e sono osservati dalla faccia terminale lungo l'asse principale z.

3° Quando i raggi entrano perpendicolarmente ad una qualunque faccià del primo prisma, e sono osservati nella direzione dell'asse principale attraverso la faccia Z.

4° Quando i raggi entrano attraverso la faccia terminale Z lungo l'asse principale, e sono osservati in direzione perpendicolare attraverso le faccie del primo prisma.

In ogni caso si ha una bella luce di fluorescenza rossorosea più e meno intensa e completamente polarizzata. Col topazio giallo si ebbe un comportamento diverso. Fatte costruire faccie perpendicolari agli assi secondari, si sono ripetute le esperienze eseguite sul cristallo precedente trovando le seguenti variazioni: la luce fluorescente appare ugualmente senza adoperare il vetro violetto, in tal caso però è più debole e di un rosso più chiaro; essa è sempre parzialmente polarizzata, e mai completamente, in un piano perpendicolare a quello degli assi ottici; qualunque sia l'orientazione dei raggi incidenti rispetto al cristallo si scorge sempre senza eccezione, fluorescenza. Sohncke ottenne risultati molto diversi operando sul topazio.

Risultati. — Le osservazioni fatte sulle sostanze monorifrangenti adoperate, portano a concludere che la luce fluorescente nei corpi isotropi non è mai polarizzata, ed è quindi da ritenersi generale tale legge enunciata da Sohncke, tanto più che non evvi alcun motivo da supporre che le particelle fluorescenti, in un mezzo costituito ovunque uniformemente, preferiscano nel vibrare una determinata direzione, dando luogo così a luce polarizzata.

Nei cristalli birifrangenti la fluorescenza offre spesso, ma non sempre, traccie di polarizzazione. Nello spato d' Islanda, come s' è veduto, non è polarizzata, nell' aragonite lo è solo parzialmente, però osservata in certe direzioni come ad esempio lungo l' asse secondario minore, purchè il fascio incidente segua quello principale, non si vedono ruotando il nicol, i più piccoli mutamenti. Nella fosgenite è pure parzialmente polarizzata, tranne il caso in cui l' osservazione venga fatta lungo l' asse ottico.

Nella baritina la luce verde giallastra destatavi per fluorescenza, si mostra sempre più o meno parzialmente polarizzata, e muta di un po' il proprio colore quando ha maggior spessore di cristallo da attraversare prima di giungere all'occhio. Quando è piccolo la luce è giallognola, mentre diventa verdolina quando lo spessore è notevole. Col vetro violetto il colore non muta sensibilmente, ma appare più brillante In questo cristallo le vibrazioni luminose nella fluorescenza, per quella parte di luce polarizzata che contiene, si compiono sempre o perpendicolarmente o parallelamente al piano degli assi ottici.

Il topazio poi è l' unico cristallo che mostri luce fluorescente completamente polarizzata; in alcuni campioni però, come in quelli gialli, lo è soltanto parzialmente. Tuttavia in tutti, e per qualsiasi direzione dei raggi incidenti, capaci di eccitare la fluorescenza, le vibrazioni luminose avvengono sempre nel piano degli assi ottici.

Possiamo quindi concludere che nei cristalli birifrangenti non sempre avviene la polarizzazione parziale o totale della luce fluorescente, tanto più che anche in alcuni di essi ottenuti artificialmente da Schmidt, non fu trovata menomamente polarizzata.

Riguardo poi all' origine della fluorescenza nell' interno dei cristalli, si può rispondere quasi con certezza che essa dipende, nel maggior numero dei casi, dalle impurità chimiche del minerale. Potrà darsi che questi corpuscoli estranei si distribuiscano in tutta la massa del cristallo, e allora la proprietà fluorescente che hanno tali particelle sarà visibile in ogni direzione. Ma può tuttavia benissimo accadere che, o per le

condizioni speciali inerenti all' ambiente in cui può trovarsi il cristallo quando sia nello stato di formazione, o ancora per le diverse densità degli strati del mezzo birifrangente, quei corpuscoli non possano distribuirsi in tutto l' interno del poliedro, ma solamente ne occupino certe porzioni. Così potrebbesi facilmente spiegare perchè il topazio acquamarino rilevi la fluorescenza soltanto in particolari direzioni, così pure perchè un cristallo incoloro di baritina si comporti nello stesso modo. Se la fluorescenza risiede nelle particelle costituenti le impurità chimiche dei minerali, è altresì chiaro il fatto dell' essere non tutti gli spati fluorescenti, nè tutti i cristalli di topazio, di baritina ecc. Se la fluorescenza appare soltanto per certi campioni di particolari giacimenti, è segno evidente che le varie condizioni del luogo, e specialmente quelle chimiche derivanti da filtrazioni di acque silicifere calcarifere, ecc., che generano i cristalli, non saranno state certamente per tutti le stesse. Così non si mostrarono fluorescenti i bei cristalli di berilli e di apatite che avevamo mentre tali si rivelarono quelli di Sohncke.

Dalle molteplici esperienze eseguite, si può tuttavia affermare un fatto importante; che cioè in tutti i corpi birifrangenti, qualunque sia l' orientazione del fascio incidente rispetto al cristallo, quando si ottiene luce fluorescente completamente o parzialmente polarizzata, le particelle efficaci nel fenomeno, tendono a vibrare sempre in una determinata direzione riguardo al piano degli assi ottici; e cioè o perpendicolarmente o parellamente ad esso.

La colorazione che può avere il minerale, non influisce per nulla nel renderlo fluorescente: le esperienze dimostrano che certi cristalli incolori sono fluorescenti come altri colorati, siano o no appartenenti alla stessa specie minerale. La colorazione del cristallo ha piuttosto influenza sul colore della luce fluorescente. Invero, tutti i topazi gialli mostrano un vivo rosso sangue, in quello acquamarino la tinta è invece tendente al roseo. Nella baritina bianca appare giallastra, mentre in quella colorata tende al verde, e così pure dicasi per l'aragonite. V' ha di più: prendiamo un topazio giallo, e dopo averlo eccitato con un fascio concentrato di raggi, osserviamone la

fluorescenza che è color rosso vivo. Portandolo di poi ad alta temperatura, in modo da ottenere il così detto topazio bruciato, ed esaminando allora la fluorescenza, vedremo che come il cristallo col riscaldarsi ha cangiato colore, anch' essa lo ha mutato, ed è diventata viola porpora.

Non è da passare sotto silenzio, quando si adopera il vetro violetto, il diverso comportamento della luce fluorescente nei corpi esaminati. Per alcuni di essi, quali il vetro d' uranio, la fluorite, lo spato d' Islanda, l' aragònite e la baritina, il vetro violetto non produce cambiamento sensibile sul colore di fluorescenza, per altri come il vetro di didimio, di lantanio e la fosgenite, cagiona un mutamento di tinta molto marcato, finalmente nel topazio rende visibile la fluorescenza, mentre senza vetro questa non si scorge. È poi da notare il fatto che se si adopera la luce dell' arco voltaico, ricca di raggi violetti e ultra violetti, per eccitare la fluorescenza nel topazio acquamarino, anche in questo caso si ottiene un effetto nullo se non si fa uso del vetro violetto.

Nello studio della fluorescenza polarizzata nei cristalli birifrangenti, potrebbe farsi un' obbiezione; chiedere cioè se questa luce fluorescente è polarizzata all' origine, vale a dire nell' interno del cristallo, oppure appare tale perchè prima di giungere al nostro occhio attraversa un mezzo non isotropo.

Un unico cristallo di topazio ci fece vedere nel suo interno un fascio di luce rossa completamente polarizzata: esaminiamone il comportamento. Siccome è necessario adoperare il vetro violetto per eccitarvi la fluorescenza, il resto del cristallo ci appare illuminato completamente di una tinta azzurrastra. Ruotando il nicol analizzatore compare e scompare completamente il rosso, ma quel colore viola azzurro del topazio non muta menomamente d' intensità. V' ha di più: nell' interno di esso si scorgono punti più o meno luminosi di luce biancastra, che dovrebbero insieme col rosso, se la polarizzazione avviene per ulteriore rifrazione, sparire e ricomparire. È ben vero che alcuni di essi situati lungo il fascio rosso danno luogo a piccolissimi, anzi a quasi impercettibili mutamenti di intensità, ma siccome assai probabilmente consistono in bollicine di aria, o in piccole screpolature interne, o in minutissime superficie

di sfaldatura più o meno inclinate, si può benissimo ammettere che quei piccoli cambiamenti di intensità abbiano origine da luce parzialmente polarizzata per effetto di riflessioni interne. E d' altra parte il maggior numero di quei punti luminosi, e fra essi tutti quelli che sono fuori dal rosso, non cambiano per nulla di intensità ruotando il nicol, mentre la luce fluorescente scompare affatto.

Sebbene il topazio abbia forte potere birifrangente, pure il campione su cui si è operato non era abbastanza grande per sdoppiare il fascio di raggi nel suo interno, e quindi i due fasci ordinario e straordinario apparivano sovrapposti. Se si attribuisse al mezzo birifrangente la polarizzazione della luce rossa fluorescente, essa non dovrebbe sparire nè ricomparire, perchè la somma dell' intensità di cotali due fasci è sempre costante, a meno che non si ammetta per il topazio un comportamento simile a quello della tormalina, per il quale dovrebbe essere trasparente per una sola qualità di raggi. Ma dubitiamo che ciò avvenga, giacchè in tal caso si sarebbe, di già utilizzato il topazio negli strumenti d' ottica per i fenomeni della polarizzazione.

Ma ricorriamo ad un parallelepipedo retto di aragonite le cui faccie siano perpendicolari agli assi cristallografici. Posto sul cammino della luce per modo che il fascio incidente vi entri per una faccia, seguendo l' asse principale, e osservata lateralmente la fluorescenza lungo l' asse secondario minore, essa non rivela affatto le più piccole traccie di polarizzazione. Ma se ai raggi incidenti facciamo seguire la via dell' asse secondario maggiore, e osserviamo la fluorescenza nella stessa direzione di prima, lungo cioè lo stesso asse secondario minore, la luce appare parzialmente polarizzata. Uno stesso mezzo birifrangente si comporterà sempre ugualmente rispetto al medesimo fascio di raggi; la polarizzazione quindi della luce fluorescente avrà luogo all' origine, nell' interno del cristallo.

Si è provato a variare lo spessore del minerale davanti all' origine della luce fluorescente, e ciò col muovere innanzi e indietro il topazio lungo la direzione da cui veniva osservata. Non furono trovati mutamenti di sorta nelle dimensioni del fascio, mentre questo doveva tendere a sdoppiarsi se la

polarizzazione proveniva da rifrazione nell' attraversare il cristallo. Infine posto dietro il topazio un vetro rosso, e osservata con un nicol la luce così colorata che lo attraversa abbiamo dei piccolissimi cambiamenti di intensità che mostravano contenere tale luce traccie minime di polarizzazione. Ma il piano di polarizzazione di essa non era il medesimo di quello della luce rossa ottenuta per fluorescenza, bensì un piano esattamente perpendicolare a quest' ultimo.

A questo punto ci pare opportuno accennare ad alcune altre esperienze da noi eseguite.

Come Zeeman trovò che il campo magnetico produce variazioni sulla lunghezza d' onda di varie radiazioni luminose, così fu provato se si potevano scorgere analoghi fenomeni per la luce fluorescente dei vari corpi, e se in quelli monorifrangenti, con un intensissimo campo magnetico, si ottenessero traccie di polarizzazione come già fu trovato per la luce del sodio.

Fra i poli di una potente elettrocalamita di Faraday furono poste varie sostanze fluorescenti isotrope: accolto un fascio di raggi luminosi entro il nucleo, e osservata la fluorescenza in direzione perpendicolare al raggio, cioè normalmente alle linee di forza del campo non fu osservato alcun cambiamento di tinta, nè segni di polarizzazione della luce. Il medesimo risultato fu ottenuto quando fu osservata la fluorescenza dei corpi isotropi nella direzione delle linee di forza e accogliendo quindi il raggio incidente normalmente all' asse dell' elettrocalamita.

Per i corpi birifrangenti furon fatte analoghe osservazioni e nessuna modificazione fu trovata nel colore di fluorescenza. Fu osservata allora la luce rossa del topazio, completamente polarizzata, nella direzione stessa delle linee di forza. Un fascio di raggi paralleli concentrati, venivano raccolti su di una lente a piccola apertura e grande curvatura, il cui fuoco principale cadeva fra i poli, e precisamente sull' asse dell' elettrocalamita. In tal modo poteva accadere, pel noto fenomeno di Faraday, che tale luce polarizzata nell' attraversare un certo spessore di topazio ed uno dei nuclei fortemente magnetizzati ruotasse il suo piano di polarizzazione. Ma per quanto accu-

ratamente fossero fatte le osservazioni, con mezzi che potevano far palesi piccolissime rotazioni del piano di polarizzazione, non fu scorto nulla.

Molto probabilmente, se una piccola rotazione avviene, per la debole intensità della fluorescenza, non può essere notata, giacchè la completa oscurità della luce rossa persiste ruotando di parecchi gradi il nicol analizzatore.

SULLA NATURA E LA CAUSA DEL FENOMENO DEI COHERER,

di T. TOMMASINA [1]).

Le esperienze che seguono possono dare un' idea della natura del fenomeno dei coherer.

Al di sopra di un piccolo disco di rame orizzontale (diametro 4 cm.), si sospenda un pendolo formato da una sfera di ottone nichelato di 1 cm. di diametro e da un sottile filo metallico. Sul disco di rame si può porre un pizzico di limatura. Questo è ciò che si chiama un *coherer elementare.*

Si ponga questo coherer in circuito con un accumulatore, una resistenza, un commutatore, un relais sensibile, che apra e chiuda il circuito di una piccola lampada ad incandescenza. A ciascuna scintilla dell' oscillatore la piccola lampada si illumina, e basta il più leggero movimento del pendolo perchè si spenga.

Ora se dopo aver fatto agire le onde elettriche si abbassa il disco, resta tra la limatura e la sferetta del pendolo un filo sottile, che osservato con una lente, si vede esser formato da grani di limatura aderenti gli uni agli altri, e formanti così una specie di catenetta mobile flessibile e conduttrice. Le catenette che così si formano sono di diversa lunghezza a seconda dei metalli di cui è composta la limatura. L' argento, il nichel e il cobalto sono quelli che danno i migliori risultati.

Si ricoprano il pendolo e il disco dell' esperienza precedente con uno strato ben aderente di rame elettrolitico. Dopo

1) Dai Comptos Rendus, tomo 127, pag. 1014; tomo 128, pag. 1092 e 129, pag. 40. Archives de Sciences physiques et naturelles, Marzo 1899.

di aver lavato tutto con cura si immerga il disco nell'acqua distillata e si faccia scendere lentamente il pendolo portandolo quasi a contatto col disco. Osservando con una lente si vede subito formarsi sul disco un deposito nero (probabilmente di CuO), nel punto dove dovrebbe avvenire il contatto. La distanza tra gli elettrodi essendo minima, il piccolo intervallo si riempie presto del deposito. Allontanando delicatamente il pendolo questo deposito si allunga in forma di catene arborescenti. Se appena comincia a formarsi la catena si alza bruscamente il pendolo di 1 o 2 mm. si vede quella prolungarsi per sovrapposizione di grani nascenti, la corrente seguita a passare quantunque fra pendolo e catena non vi sia contatto alcuno.

Ripetendo questa esperienza dopo di avere ben ripulito il disco e la sferetta, e rialzando il pendolo immediatamente subito dopo il contatto, senza che si sia formato alcun deposito, la corrente seguita a passare anche se fra disco e sferetta c'è una distanza assai grande.

Osservando con la lente non si nota alcun cangiamento nè sugli elettrodi, nè nello strato di liquido tra di essi.

Si può ritenere che in tali condizioni si formi una catenetta molecolare.

Purchè la distanza tra gli elettrodi non sia grande, tale catena in seno all'acqua si forma anche senza contatto preventivo tra gli elettrodi.

Inoltre è facile vedere che le onde elettriche non agiscono direttamente sulla limatura, ma sui conduttori metallici uniti a questa sia a circuito aperto che a circuito chiuso. Questo si può vedere facilmente sperimentando con un coherer che possa essere immerso nel mercurio.

Servendosi di conduttori rettilinei isolati e cortissimi, non basta più una sola scintilla per ristabilire la conducibilità del coherer, ma ne occorre un certo numero.

La modificazione di conducibilità nelle limature metalliche non si produce immediatamente ma per gradi, e la rapidità di questa azione aumenta entro certi limiti con la lunghezza dei conduttori metallici riuniti alla limatura.

Intercalando un telefono sia direttamente, sia con l'intermediario di un piccolo rocchetto, sul coherer si sente distinta-

mente (durante il tempo in cui si produce l'aumento di conducibilità) il crepitio di scintillette invisibili nell'interno dei tubi a limatura. Si può sentire un rumore analogo anche durante la formazione delle catenette di limatura; facendo formare queste catenette in liquidi dielettrici. Il crepitio di queste scintille può intendersi anche senza il telefono e possono anche essere visibili.

Di più anche con una corrente debole si può ottenere la fusione dei contatti tra grano e grano di limatura, allora la catenetta invece di scomporsi in grani sotto l'azione di un scossa si divide in piccoli bastoncelli rigidi.

Questo fatto può dare l'idea di formare dei coherer con limature di corpi poco fusibili, in modo che non si producano delle fusioni stabili, una delle aderenze istantanee che si distruggano appena cessi il passaggio della corrente o al menomo urto. Si possono così formare dei coherer di grani carbone da lampade ad arco, di media grandezza, sensibili quanto i migliori metallici e che hanno il vantaggio di perdere la loro conducibilità al menomo urto e anche interrompendo soltanto la corrente.

Usando il dispositivo del coherer elementare si possono osservare catenelle di carbone anche di 12 e 15 mm. di lunghezza.

Un coherer sensibilissimo si può formare nel modo seguente:

In ciascuna estremità di un tubo di vetro di 2 cm. di diametro e di 12 cm. di lunghezza si introduca un carbone cilindrico da lampada ad arco di 7 mm. di diametro, arrotondato agli estremi. I due carboni raccomandati a due tappi di sughero sono in leggero contatto. Quando, dopo vari tentativi, si è giunti a regolarlo si ha così un coherer sensibilissimo e duraturo.

Queste esperienze permettono di stabilire le conclusioni seguenti:

1) L'aumento di conducibilità elettrica delle limature è la conseguenza della formazione di catene rese conduttrici per delle aderenze fra grano e grano.

2) La formazione delle catene dipende dall'orientazione di questi corpuscoli secondo le linee di forza del campo elettrico costituito dalla differenza di potenziale tra i due elettrodi.

3) Le aderenze conduttrici sono la conseguenza del riscaldamento dei piccoli contatti, prodotto dallo scattare di una serie di scintille.

Le seguenti esperienze mostrano assai chiaramente la verità di queste conclusioni.

Formazione di catene senza alcun contatto primitivo tra gli elettrodi e la limatura. — Queste catenette, che possono dirsi di autoformazione, si formano più facilmente nei liquidi dielettrici che nell'aria.

Per osservarle nell'aria si intercali tra gli elettrodi di un potente rocchetto di Ruhmkorff una larga tavoletta orizzontale di legno di spessore sufficiente e su di essa si ponga la limatura. Facendo le interruzioni a mano si vede a ciascuna scarica formarsi immediatamente la catena e raggiungere l'elettrodo che si trova dalla sua stessa parte.

Nell'acqua distillata si possono vedere catenette di autoformazione di più di 20 cm., lasciando agire l'interruttore del rocchetto. In questo caso la formazione non è istantanea ma avviene in meno di un secondo. Se si diminuisce la corrente lasciando gli elettrodi alla stessa distanza si vede formarsi e montare verticalmente una quantità di catenette, aumentando gradualmente l'intensità della corrente una delle catene può toccare l'elettrodo e aderirvi. L'effetto immediato è di far cadere in frammenti tutte le altre catenette e di far cessare ogni movimento nella limatura. La catena conduttrice non si rompe neanche con scosse assai violente, ma se si interrompe la corrente, basta il più leggero colpo.

Ponendo un po' di limatura al fondo di un tubo di vetro a forma di V, riempito di acqua distillata ed aventi gli elettrodi disposti a una distanza di 15 cm. nelle due branche, si osserva il medesimo fenomeno in tutte e due i rami.

Nell'oscurità si vedono delle serie di piccole scintille che formano delle catene luminose, la cui lunghezza dipende dalla intensità della corrente. Agli estremi di queste catenette in formazione si vede una specie di effluvio che produce un vivo movimento nella limatura; ma allorchè la catena conduttrice che riunisce gli elettrodi è ben stabilita cessano le scintille e ogni movimento della limatura.

Spettri delle linee di forza elettriche per mezzo delle catene di limatura, nell' acqua distillata. — In un recipiente largo e a fondo piano si ponga della limatura d' argento ricoperta di uno strato di acqua distillata di 3 o 4 mm. di spessore. L' estremità di due fili di alluminio in comunicazione con gli elettrodi del rocchetto pescano nell' acqua toccando il fondo del vaso. Regolando opportunamente la corrente dalle due punte di alluminio si vedono irraggiare una quantità di catenette che si allineano secondo curve perfettamente identiche a quelle degli spettri magnetici. Ma appena formata la catena conduttrice fra i due elettrodi, si arresta la formazione delle altre. Per ottenere lo spettro completo occorre rompere con una bacchetta di vetro la catena conduttrice, mano mano che essa si forma.

Se durante questa esperienza si fa l' oscurità e dopo di avere aumentato la corrente si dà al vaso un movimento oscillatorio, si osserva un certo numero di linee di forza, designate da catene luminose.

Queste esperienze mostrano in forma ingrandita, ciò che avviene nel campo limitato del coherer.

LIBRI NUOVI

DEUXIÈME EXCURSION ÉLECTROTECHNIQUE EN SUISSE PAR LES ÉLÈVES DE L' ÉCOLE SUPÉRIEURE D' ELECTRICITÉ.

(Paris, Gauthier-Villars, 1899).

Facilitare ai giovani che si dedicano allo studio dell' elettrotecnica la conoscenza dell' industria viva, apprender loro a vedere e a giudicare da se medesimi, metterli in grado di conoscere praticamente ciò che hanno studiato in teoria, far loro rilevare le difficoltà che si presentano nell' industria ed indicare il modo di superarle; ecco il fine che si è proposto la *Scuola superiore di elettricità di Parigi* organizzando nel 1898 un viaggio di studio nella Svizzera.

La Svizzera così meravigliosamente dotata di forze motrici naturali è indicatissima per un'escursione di questo genere perchè in poche centinaia di chilometri sono riunite le istallazioni più varie: vi troviamo la corrente continua ringiovanita dalle distribuzioni in serie del Thury; la corrente alternata semplice destinata a scomparire; la corrente alternata di fasi che dopo aver avuto la sua epoca di voga sta per cedere il posto alla corrente trifasi; insomma tutta una storia dell'elettrotecnica.

Il riassunto dell'ultimo viaggio compilato sulle note rapide raccolte dagli studenti fanno l'oggetto di questo volume che è il secondo dell'opera. La quale è sommamente dilettevole ed istruttiva, e presenta grande interesse non solo agli studenti, ma anche agli industriali che vi troveranno la soluzione di importanti problemi e numerose tabelle di dati pratici.

A. OCCHIALINI.

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM,

di E. WIEDEMANN *und* H. EBERT.

(4. Auflage. Braunschweig, F. Wieweg und Sohn, 1899).

A suo tempo, abbiamo parlato della terza edizione di questo libro, destinato a servire di guida tanto allo studente che sta per incominciare le esercitazioni nel laboratorio, quanto a chi con economia di tempo e di lavoro intende organizzare un proficuo corso di simili esercitazioni. La quarta edizione, diventata necessaria pochi anni dopo la pubblicazione della terza, ben lungi dall'essere una semplice riproduzione di questa, è stata amplificata specialmente nei capitoli che riguardano l'esame delle proprietà ottiche dei cristalli, gli strumenti moderni per la misura delle correnti elettriche, la determinazione della resistenza dei liquidi e delle costanti dielettriche, ed infine le diverse misure magnetiche. È stato aggiunto anche un indice alfabetico, il quale era mancato nelle edizioni anteriori.

B. DESSAU.

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE DE MÉCANIQUE CHIMIQUE FONDÉE SUR LA THERMODINAMIQUE,
per P. DUHEM.

(Tomo IV, Paris, A. Hermann, 1899).

È l' ultimo volume di questa opera, e contiene i libri 8° e 9°.

Nel libro 8° sono studiati i miscugli doppi sia liquidi che gassosi, la teoria della distillazione, gli stati critici di un miscuglio, e i miscugli isomorfi.

Nel libro 9° sono esposti dei teoremi generali, che si deducono dai principii posti nei libri precedenti, e che si applicano a qualunque sistema chimico. Questa esposizione dei principii generali della statica chimica presenta una specie di riassunto di tutte le proposizioni stabilite nel corso dell'opera, e dei metodi che hanno servito ad ottenerle. È notevole il capitolo 1°, nel quale si espone la legge delle fasi, stabilita da J. W. Gibbs, che serve di base alla chimica moderna e che introduce un ordine ed una chiarezza invidiabile in tutta la meccanica chimica. A. STEFANINI.

MANUALE DELL' AUTOMOBILISTA,
del Dott. G. PEDRETTI.

(Un volume di 500 pagine. U. Hoepli, editore, Milano 1899).

Avendo l' industria degli automobili ovunque assunto in breve tempo una grande importanza, era sentito il bisogno di un libro che si occupasse esclusivamente di questo nuovo ramo dell' industria meccanica. Il lavoro del Dott. Pedretti, unico che su tale argomento sia stato pubblicato in Italia, colma questa lacuna.

Interessanti sono i diversi argomenti ottimamente trattati sia nella parte teorica, che in quella pratica.

L' opera si divide in cinque parti: parte pratica, parte teorica, monografia delle vetture automobili, motocicli, vetture elettriche. L' elegante volumetto termina con un elenco delle riviste e giornali che si occupano di automobilismo e dei più accreditati costruttori di automobili.

Chiunque s' interessa dell' importante argomento può trovare in questo libro tutte le cognizioni necessarie, tanto per l' acquisto di una buona macchina, quanto per la sua conoscenza e manutenzione. P. G. MELANI.

TRAMVIE ELETTRICHE,

di MAX SHIEMANN.

Traduzione italiana dell' Ing. F. DESSY.

(Ulrico Hoepli, 1900).

In questo libro sono raccolte, in forma compendiosa, le opinioni non sempre chiare sopra la trazione elettrica.

È raccomandabile al giovine ingegnere perchè non si trovi senza guida nei suoi primi passi in questo campo speciale. Esso mira più specialmente a spiegare i diversi sistemi di trazione, di costruzione e l' esercizio delle ferrovie elettriche.

Questo trattato, scritto da persona che per lunghi anni s' è specializzato in questo limitato ramo della tecnica, deve la sua importanza oltre che alla chiarezza dell' esposizione alla nitidezza delle non poche figure, fra le quali si notano delle bellissime sezioni e piante indispensabili al costruttore elettricista.

Il libro è diviso in sei capitoli.

Nel primo, in succinto, l'A. tratta delle prime linee a trazione elettrica e sistemi vari di essa.

Il secondo capitolo è dedicato alla produzione della corrente elettrica. E quì dopo aver parlato sommariamente delle caldaie, dei focolari, delle motrici a vapore, a gas e ad acqua, tratta del problema di utilizzare, per produzione di forza motrice, il gas economico.

Nel terzo capitolo tratta del sistema di trasmissione della corrente con conduttura aerea, del sistema a tre fili del sistema con conduttura sotterranea, cioè sistema a canale aperto e canale chiuso a sezione, ed infine del sistema ad accumulatori, cioè servizio esclusivamente ad accumulatori e servizio misto, discutendo ampiamente tutti i casi.

Nel quarto capitolo, utilizzazione della corrente, l'A. tratta del materiale, dei motori delle vetture, del binario, del calcolo di una vettura motrice, illustrando questa parte con ricche nozioni sui materiali, sulla scelta di esso e sulla costruzione dei motori.

Nel quinto capitolo, esercizio, accenna ai quadri di servizio in rapporto al funzionamento della centrale, al tipo di vettura in rapporto alle spese di esercizio, alla sorveglianza dell' impianto, alle istruzioni tecniche per l' esercizio, alle rimesse per vetture, ecc.

Finalmente il sesto capitolo è dedicato alle spese d' impianto e alle prescrizioni regolamentari.

G. CARRO CAO.

COURS DE PHYSIQUE DE L' ECOLE POLYTECHNIQUE,
par JAMIN *et* BOUTY.

PROGRÈS DE L' ELECTRICITÉ,
di E. BOUTY.

(Gauthier Villars, Parigi).

Questo libro non è altro che il 2° supplemento al Corso generale di Fisica. I progressi recenti dell' Elettricità giustificano la sua pubblicazione: esso viene a completare il corso sopra accennato in questa sua parte.

Con maniera del tutto indipendente dal Corso stesso l' A. s' intrattiene sui primi capitoli, sui vari apparecchi e metodi di misura; sulle più importanti ricerche sugli elettroliti e i dielettrici; sul magnetismo, le correnti alternate e ad alta frequenza; nel resto sono abbastanza estesamente trattate le oscillazioni elettriche, i raggi catodici e i raggi X.

Il libro è corredato di molte e precise figure, e siamo certi che per l' importanza degli argomenti che vi sono trattati, sarà bene accolto da tutti gli studiosi che si occupano di questa parte della Fisica. L' editore ha curato, come sempre, che l' edizione riuscisse corretta, nitida ed elegante.

Dott. E. PASQUINI.

MANUEL PRATIQUE D'HÉLIOGRAVURE EN TAILLE-DOUCE,

per M. SCHILTZ.

(Ed. Gauthier-Villars, Paris 1899).

Pubblicando questo manualetto sull' elio-incisione l'A. si propone d' insegnare al lettore la manipolazione e le formule per mezzo delle quali si può arrivare indubbiamente a ottenere risultati perfetti, anche con i mezzi di cui si può disporre in un laboratorio ordinario.

L'A. dopo lunghi e indefessi studi riusciva a trovare un processo di gran lunga superiore a quelli finora conosciuti, non solo, ma che nessun processo meccanico può rimpiazzare. La bontà del processo è provata da un gran numero di stampe ottenute dall'A. e che rivaleggiano degnamente con quelle della Casa Goupil e C° di Parigi e con quelle delle società analoghe di Berlino.

L'A. in collaborazione col sig. Tessièr du Motay ha aggiunto in appendice alcune note sulla fotografia vetrificata, di grande interesse per le osservazioni importanti alle quali hanno dato luogo P. BACCEI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXVIII, Febbraio 1899.

POINCARÈ H. *Il fenomeno di Hall e la teoria di Lorentz* (pp. 339-341). — Partendo dall' equazioni della teoria di Lorentz, nella quale hanno ufficio essenziale le particelle cariche di elettricità, dette *ioni* o *elettroni*, l' A. calcola la f. e. m. di Hall, la quale resulta dipendente proporzionalmente dalla carica elettrica molecolare resultante. Ne conclude che sarebbe interessante di ricercare sperimentalmente se il fenomeno di Hall esiste per tutti i metalli quando sopportano una forte carica e se cambia di segno con essa.

BROCA A. *Scarica disruptiva nel vuoto. — Produzione di raggi anodici* (pp. 356-358). — L'A. produceva delle scariche disruptive in tubi a vuoto a elettrodi rettilinei e situati di fronte sulla stessa direzione; contemporaneamente alle scariche i tubi s' illuminavano per fluorescenza.

L' esame degli elettrodi, dopo qualche tempo di funzionamento mostrava all' anodo un piccolo cratere, mentrechè il catodo restava intatto; anzi le molecole strappate convergevano poi verso la punta catodica, e sotto l' azione dei loro urti queste molecole che si respingevano elettricamente erano proiettate in tutti i sensi dando luogo alla produzione di raggi anodici. Ciò che l'A. ha comprovato, studiando la deviazione magnetica della metallizzazione mediante una forte elettro-calamita di Faraday ed ha trovato che infatti la magnetizzazione era deviata in senso inverso dei raggi catodici.

LUMIÈRE A. e L. *Sull' azione della luce alle temperature molto basse* (pp. 359-361). — Gli A. hanno trovato che le sostanze fosforescenti già eccitate dalla luce perdono istantaneamente le loro proprietà particolari quando si abbassa la loro temperatura a — 191° C.

Però la loro attività è sospesa, non annullata dal freddo intenso: infatti basta riportarle alla temperatura ordinaria, anche dopo trascorsi molti giorni, perchè quelle riprendano la loro fosforescenza colla stessa intensità che presentavano quando furono sottoposte al raffreddamento.

KORDA D. *L' influenza del magnetismo sulla conducibilità calorifica del ferro* (pp. 418-420). — L' A. ha trovato sperimentalmente che la conducibilità calorifica del ferro dolce subisce una diminuzione nella direzione delle linee di forza magnetica, e che resta invece invariata nella direzione delle linee equipotenziali, indipendentemente dal senso della forza magnetizzante.

BORGMANN J. J. e PETROWSKY A. A. *Sopra un caso particolare di oscillazioni elettriche, prodotte da un rocchetto di Ruhmkorff a circuito secondario aperto e sopra un metodo nuovo per misurare le capacità elettriche* (pp. 420 422). — Gli A. hanno osservato che se si fa comunicare ad uno degli elettrodi secondari del rocchetto di Ruhmkorff un filo dritto e lo si sospende in modo da isolarlo completamente, si constata che un tubo di Lecher isolato (tubo cilindrico evacuato, privo di elettrodi) s' illumina quando è disposto all' incirca normalmente alla direzione del filo, non s' illumina quando è disposto parallelamente al filo.

Il rischiaramento del tubo raggiunge la massima intensità quando è posto sul prolungamento del filo a breve distanza da esso. Il tubo di Lecher isolato cessa di emettere luce se s' interpone a qualche centimetro di distanza, parallelamente alla sua lunghezza un filo isolato o un reticolo di fili paralleli, bene isolati, tesi sopra un quadro. La luce del tubo non è affatto attenuata se il filo o il reticolo hanno una direzione normale alla di lui

lunghezza, anche se sono interposti fra il tubo ed il filo che comunica col rocchetto.

Nelle condizioni precedenti un tubo di Lecher, isolato, luminoso illumina un tubo consimile, isolato, quando comunica con esso con un filo sottile lungo anche qualche metro.

Gli A. hanno eseguite poi alcune esperienze analoghe a quelle della *bilancia d'induzione* di Hertz e ne hanno dato un'applicazione per la misura delle capacità elettriche.

HURMUZESCU. *Sulla trasformazione dei raggi X operata dai diversi corpi* (pp. 422-425). — L'A. ha studiato il noto rinforzamento dell'azione dei raggi X dovuto ai *raggi secondari o trasformati* che sono dai primi generati, ogniqualvolta investono una superficie metallica, ed ha trovato che i raggi trasformati sono molto più assorbibili dei raggi X da cui provengono. Interponendo differenti corpi sul percorso del fascio incidente e su quello del fascio trasformato, il rapporto dei tempi di scarica varia fra limiti molto estesi. L'intensità dei raggi trasformati dai vari corpi, relativamente ad uno stesso corpo (zinco) dipende dal tubo adoprato e dal suo stato.

I raggi trasformati prodotti da un dato corpo sono di preferenza assorbiti da questo stesso corpo. Questo assorbimento elettivo particolare si manifesta anche se si fa lo studio della scarica sopra due elettroscopi identici, ma dei quali il metallo della gabbia sia diverso: uno di zinco e l'altro di piombo. I raggi trasformati dal piombo danno un tempo di scarica di 51″ per l'elettroscopio a gabbia di piombo e soltanto di 29″,8 per l'elettroscopio a gabbia di zinco. Questo resultato conferma l'interpretazione di questi fenomeni secondari come una trasformazione di raggi e non con una semplice diffusione. La trasformazione consisterebbe in una conversione dei raggi X in altri raggi di più grande lunghezza d'onda e si compirebbe all'interno del corpo sino ad un certo spessore limite.

BERTHELOT D. *Sul coefficiente di dilatazione caratteristico dello stato gassoso perfetto* (pp. 498-500). — Applicando i resultati sperimentali di Regnault, Amagat e Chappuis, l'A. stabilisce che l'inversa del valore del coefficiente di dilatazione γ dei gas perfetti è dato da $\frac{1}{\gamma} = 273^0$ e che tale valore è approssimato a meno di $0^0,1$.

D'ARSONVAL A. *Interruttore elettrolitico* (pp. 529-532). — L'A. espone l'interruttore ideato dal Dott. Wehnelt, che ha avuto l'idea di intercalare il circuito primario del rocchetto di Ruhmkorff nel circuito di un recipiente di piombo pieno di acqua acidulata al

10 % con acido solforico, nella quale pesca un filo di platino saldato alla estremità di un tubo di vetro, dove la punta ed il recipiente di piombo erano uniti rispettivamente ai poli positivo e negativo di una batteria di accumulatori. Così si ottiene il più semplice ed il più perfetto interruttore possibile e da un rocchetto di piccole dimensioni atto a dare 4 cm. di scintilla si possono trarre lunghe e nutrite scintille, operandosi oltre 3000 interruzioni al secondo. Durante il funzionamento dell' interruttore la corrente fa arroventare il filo di platino, attorno al quale si forma una guaina luminosa e si produce un rumore stridulo.

Quest' interruttore è particolarmente favorevole all' esperienze sulle correnti ad alta frequenza e alla radiografia.

L'A. spiega il meccanismo dell' interruzione nel modo seguente: per il passaggio della corrente la punta di platino si arroventa sino al calor bianco, v' è subito calefazione, si forma una guaina di vapore che isola l' elettrodo dal liquido ed arresta la corrente. Il vapore allora si condensa nel liquido freddo, la corrente si ristabilisce ed il fenomeno si ripete. La prova di ciò si è che l' interruttore non funziona più appena l' acqua acidulata arriva verso i 90° C. appena cioè il vapore non può più condensarsi.

Si svolge inoltre attorno alla punta di platino un miscuglio tonante d' idrogeno e d' ossigeno; tale svolgimento è dovuto alla dissociazione dell' acqua operata dal platino al calor bianco.

AMAGAT E. H. *Saggio di una nuova forma della funzione* $f(p\,v\,t) = 0$ *relativa ai fluidi* (pp. 538-542). — Riferendosi alle sue ricerche precedenti [1]) l'A. nota che se nella equazione

$$(p + P)(v + a) = R\,T$$

si adotta come espressione della pressione interna P la funzione

$$\pi' = \frac{W}{3v} = \frac{\Sigma\, r\, \phi(r)}{3\,v}$$

(dove W è il viriale delle forze interne) il covolume a scompare dalla parentesi $(v - a)$ e se ne trae la relazione

$$K\,T = \frac{3}{2}\left[p + \frac{\Sigma\, r\, \phi(r)}{3\,v}\right] v\,.$$

Tenendo conto del comportamento che, secondo i resultati sperimentali, deve avere la funzione rappresentata nel 2° membro,

1) Nuovo Cimento, (3) t. 35.

in seguito a varie trasformazioni di calcolo l'A. è giunto a stabilire la formula:

$$\left\{ p + \frac{v - \left[a + m(v-b) + \frac{c}{v-b} \right] T}{k\, v^{2,85} - a + n \sqrt{(v-\beta)^2 + d^2}} \right\} v = RT$$

nella quale, nel caso dell'anidride carbonica, le costanti hanno i seguenti valori:

$a = 0{,}0000014566$ $\alpha = 0{,}000000198$
$b = 0{,}000947$ $\beta = 0{,}0018425$
$c = 0{,}0000000028832$ $d = 0{,}0002679$
$m = 0{,}0018$ $n = 0{,}0006$

$R = 0{,}00368$
$k = 44{,}6.$

SAGNAC G. *Sulla trasformazione dei raggi X operata dai diversi corpi* (pp. 546-548). — L'A. coordina vari suoi resultati esposti in alcune sue pubblicazioni precedenti.

E. CASTELLI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.
Vol. 28, fasc. 3. 1899.

KIESERITZKY RICHARD. *Determinazione per via elettrometrica della costituzione dei corpi* (pp. 385-423). — L'A. stabilisce alcune relazioni sulla costituzione di 21 composti organici contenenti l'azoto, determinando il potenziale elettrico che si stabilisce, introducendo nell'elettrodo al calomelano, composti derivati da quelle sostanze organiche con il mercurio. La concentrazione dei *mercurioioni* è minore dove il mercurio sostituisce l'idrogeno amidico, anzichè l'idrogeno imidico. Nei composti mercurici che derivano dalla sostituzione dell'idrogeno carbossilico, la tensione dei *mercurioioni* è maggiore che in tutti gli altri composti. Si discute poi la costituzione dei vari composti organici in relazione alle misure elettriche.

BARMWATER F. *Sopra la conducibilità elettrica di mescolanze di elettroliti* (pp. 424-430). — Da considerazioni teoriche l'A. deduce una formula per la conducibilità di mescolanze di elettroliti. Questa formula risponde assai bene per le mescolanze esaminate dall'A., le quali sono di cloruro sodico rispettivamente con cloruro, ioduro, e nitrato potassico, e di tutti questi elettroliti insieme.

NOYES A. ARTHUR. *Espressione termodinamica per il calore di soluzione e di dissociazione degli elettroliti* (pp. 431-438). — L'A. fa delle obbiezioni alla formula proposta dal van Laar per il calore di soluzione e sostiene la propria che è una modificazione di quella del van 't Hoff:

$$\frac{L}{R T^2} = \frac{v + (n - v) x}{v - (v - 1) x} \cdot \frac{d \log S}{d T} + \frac{(n - 1) x (1 - x)}{v - (v - 1) a} \cdot \frac{d \log K}{d \log T}$$

dove L esprime il calore molecolare di soluzione; S la solubilità; K la costante empirica della legge della diluizione in cui si ha per esponente v; x è il grado di dissociazione ed n il numero degli ioni. Per il calore di dissociazione sostiene la formula:

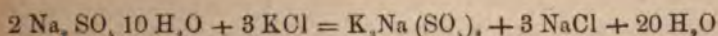
$$\frac{Q}{R T^2} = \frac{n = 1}{v - 1} \cdot \frac{d \log K}{d \log T}$$

dove Q è il calore di dissociazione. Questa espressione si verifica in tutti quei casi in cui gli elettroliti non seguono la legge della diluizione.

BEIN DR. WILLY. *Alcune esperienze sopra il trasporto dei sali in relazione alla natura delle membrane che separano fra loro le soluzioni dagli elettrodi — Contributo al comportamento delle membrane sulle soluzioni saline* (pp. 439-452). — I numeri di trasporto trovati dall'A. quando non impiegava membrana, oppure impiegava un setto di terra porosa, o di pergamena, si discostano un poco da quelli trovati dall' Hittorf il quale impiegava come setto poroso pelle dell' intestino di bue. Perciò queste differenze l' A. l' attribuisce alla diversa permeabilità delle membrane, e infatti impiegando foglia d'oro, vescica di pesce o altre membrane animali ottiene dei numeri come quelli dell' Hittorf. Le sostanze con cui sperimentò sono HCl, NaCl, LiCl, $CaCl_2$ e $CdCl_2$.

La minore velocità relativa dei cationi in confronto di quella degli anioni, secondo l'A. potrebbe dipendere o da una azione chimica determinata dalla membrana; oppure dalla polarizzazione che interviene attorno alla membrana.

MEYERHOFFER W. e SAUNDERS A. P. *Intorno alle coppie reciproche di sali* (pp. 453-493). — In appoggio alla reazione:

$$2 Na_2 SO_4 10 H_2O + 3 KCl = K_3Na (SO_4)_2 + 3 NaCl + 20 H_2O$$

colla quale viene rappresentata una esperienza del van 't Hoff e Reicher (*Zeitsch. phys. Chem.* 3, 482) gli A. prendono in esame il sale doppio del Penny $K_3Na(SO_4)_2$ (glaserite), ottenuto dal sale di Glauber + KCl alla temperatura di 4°,4.

La discussione della sua condizione d'equilibrio conduce ad un nuovo intervallo che sarebbe l'*intervallo del sale doppio* nelle coppie reciproche di sali. Dagli A. sono determinate anche le più importanti temperature di trasformazione dei sali idrati, sia soli, che in presenza di altri sali, seguendo il metodo termometrico, densimetrico, e quello dovuto alla solubilità, descrivendo particolarmente quest'ultimo.

Bakhuis Roozeboom H. W. *La solubilità e il punto di fusione come criterii per i composti racemici, per i cristalli pseudoracemici e per i conglomerati inattivi* (pp. 494-517). — Vengono prese in esame e discusse le proprietà che intervengono nelle curve di solubilità, di evaporazione, e di fusione per le tre diverse forme di combinazione. Inoltre sono presi in esame i passaggi e le trasformazioni dei tre tipi in quanto che un composto racemico a seconda della temperatura può trasformarsi in un conglomerato o in una mescolanza isomorfa.

Noyes A. Arthur e Chapin S. Edward. *Influenza degli elettroliti a due ioni sulla solubilità degli elettroliti a tre ioni affatto differenti* (pp. 518-522). — Dopo una breve introduzione teorica viene considerato il caso, della solubilità dell'elettrolita trijonico, idrato di calcio, in presenza dell'elettrolita dijonico cloruro ammonico che per doppia decomposizione dà una sostanza pochissimo dissociata l'idrato d'ammonio. La solubilità calcolata teoricamente, coincide entro i limiti d'errore con quella trovata sperimentalmente.

Sullivan C. Eugene. *Studi sulle combinazioni del jodio* (pp. 523-545). — Dalla conducibilità elettrica e dalla velocità di saponificazione dell'acetato di metile, l'A. conclude che l'idrato di difeniljodonio è una base energica.

Inoltre dà per il jodio i seguenti poteri rifrangenti rispetto alla formula n e n^2:

	R_D	R^2_D
Nel jodobenzolo.	25,9	14,1
Come jone.	28,3	16,6
Nel difeniljodonio	27,9	17,1
» cloruro di jodobenzolo .	36,8	18,7.

La rifrazione atomica del J. nel jodato potassico è assai minore che quella corrispondente al joduro, mentre la rifrazione atomica del Cl e del Br rispettivamente nel clorato, e bromato potassico supera di 6,29 e 6,15 quella allo stato di ione. Dal potenziale elettrico del cloruro di jodobenzolo confrontato con quello del cloro libero risulta che quello del Cl è un poco superiore a

quello del J. Il potenziale del JCl, RbClJCl e RbCl + JCl in soluzione cloridrica è eguale in tutti e tre i casi.

Dalle misure del punto di congelamento e conducibilità elettrica risulta che il RbClJCl e JCl in soluzione cloridrica non sono totalmente decomposti.

HITTORF W. e SALKOWSKI H. *Intorno ad una riguardevole classe di acidi inorganici, e al loro comportamento elettrolitico* (pp. 546-555). — Si tratta degli acidi cloroplatinico, e cloro aurico.

Nella loro elettrolisi il cloro e il metallo si trasportano all'anodo, e l'anione $\frac{Au\,Cl_3\,O}{2}$ ha il numero di trasporto da 0,227 fino a 0,233. Supponendolo monovalente $(Au\,Cl_3\,OH)^1$ si hanno valori metà. I cloruri di Pt e Au sono composti intermediarii fra i cloruri veri sali, e quelli che con l'acqua sono completamente idrolizzati. In essi l'idrolisi è determinata solo dagli alcali e non dall'acqua. Dott. R. SALVADORI.

Philosophical Magazine. Vol. 47, Maggio 1899.

PITCHER F. H. *Effetti della temperatura e della magnetizzazione circolare sul filo di ferro magnetizzato longitudinalmente* (pp. 421-433). — Un filo di ferro, introdotto in un solenoide, era scaldato facendolo percorrere da una corrente elettrica. In tal modo si aveva anche una magnetizzazione circolare del filo; ma l'effetto di questa era determinato, studiando il fenomeno quando il filo era immerso in un bagno d'acqua, nel quale si manteneva alla temperatura ordinaria. I resultati ottenuti son rappresentati mediante opportune curve, e coincidono con quelli del Curie (*C. Rend.* 118, p. 859).

BARTON E. H. *Resistenza equivalente e induttanza di un filo percorso da correnti oscillanti* (pp. 433-441). — Modificando leggermente il calcolo del Rayleigh (*Phil. Mag.* Maggio 1886) l'A. ottiene per la resistenza e per l'induttanza che un filo oppone alle correnti alternate, una formula più generale, che include il caso delle scariche di un condensatore e quello delle onde generate da un oscillatore di Hertz. Le formule stabilite dall'A. considerano anche il caso che le oscillazioni elettriche sieno smorzate.

FILON L. N. G. *Su certe frange di diffrazione applicabili alle osservazioni microscopiche* (pp. 441-461). — Questa nota, di natura analitica e che non si presta ad esser riassunta, è un'estensione di un lavoro analogo di A. A. Michelson (*Phil. Mag.* (5), 30, p. 256).

BARUS C. *Assorbimento dell'acqua nel vetro caldo* (pp. 461-479). — L'A. descrive delle esperienze eseguite con dei tubi di

vetro capillari, contenenti un indice di acqua fra due indici di mercurio. Scaldando e comprimendo quell'acqua, si osserva la formazione di un vetro siropposo, di cui l'A. studia le proprietà.

Lord KELVIN. *Sulla forza che occorre applicare in uno spazio limitato, per produrre onde sferiche solitarie, o una serie di onde periodiche, sia senza cambiamento di volume, sia prive di rotazione in un solido elastico* (pp. 480-493). — Scopo di questa Nota è di determinare la forza che deve applicarsi al contorno S di una cavità di qualunque forma praticata entro un solido, per produrre e mantenere entro la massa del solido un moto di qualunque specie, e di risolvere il problema inverso di trovare cioè il moto quando è data la forza applicata ad S pel caso particolare in cui S è una superficie sferica ed il solido è ritenuto rigido. In questo fascicolo è contenuta soltanto la prima parte di questa Nota; ma è impossibile riassumere le numerose formule che contiene.

CHREE C. *Denudazione e deposizione* (pp. 494-496). — Riferendosi alla Nota dello Stoney sul medesimo soggetto (*N. Cim.* (4), 10, p. 160, 1899) l'A. fa osservare che i calcoli relativi al cambiamento di volume della terra per la deposizione di nuovo materiale o per la denudazione che essa possa subire, sono molto modificati se si suppone che soltanto lo strato più superficiale della terra sia compressibile, e che il nucleo si comporti come un corpo incompressibile.

A. STEFANINI.

TRE METODI PER LA MISURA DI PICCOLI ALLUNGAMENTI.

Nota del Dott. GUIDO ERCOLINI.

Dovendo, in alcune mie ricerche, misurare degli spostamenti piccolissimi, ho immaginato per ciò tre metodi, e qui li descrivo.

Il primo è fondato sulla nota proprietà del ponte di Wheatstone, e richiede l'uso del galvanometro; il secondo sulla misura della caduta di potenziale lungo una grande resistenza, e richiede l'uso dell'elettrometro; il terzo, il più semplice, non richiede nessuno strumento speciale.

Il ponte di Wheatstone è già stato applicato prima dall'Edison [1]) nel suo *microtasimetro*, suggerito poi dal Michelson [2]) per la misura delle piccolissime variazioni di temperatura mediante la dilatazione dell'ebanite, ed in ultimo usato da H. F. Weber [3]) nel suo *microradiometro*.

Nessuno, ch'io sappia, lo ha applicato alla misura di allungamenti molto piccoli, come nessuno, io credo, si è servito degli altri due metodi.

Primo metodo.

Nel ponte di Wheatstone, rappresentato dalla fig. 1, il conduttore B A D è costituito da una resistenza liquida, nella quale pesca uno scandaglio A, rigidamente unito al punto di cui si vuol determinare lo spostamento; mentre gli altri due lati ρ, ρ' sono resistenze ordinarie, che comprendono un filo metallico E F.

Fig. 1.

Ad un dato spostamento di A ne corrisponderà, per ristabilire l'equilibrio, uno del contatto scorrevole C tanto maggiore, quanto minore sarà la resistenza di E F in confronto a quella della soluzione.

1) The American Journal of Sc. and Arts. Vol. 17, p. 52, 1879.
2) Journal de Physique, pag. 183, 1882.
3) Archives de Genève, Ottobre 1887.

Vediamo di determinare le condizioni più favorevoli. Per l'equilibrio del ponte dovrà essere:

$$\frac{r}{r'} = \frac{\rho}{\rho'} .$$

Se r e ρ aumentano di quanto r' e ρ' diminuiscono, si ha:

$$d r = \frac{r + r'}{\rho + \rho'} d \rho :$$

che per $r = r'$ e $\rho = \rho'$ diviene:

$$d r = \frac{r}{\rho} d \rho :$$

Ma $r = \frac{k l}{s}$, se l è la lunghezza, k la resistenza specifica ed s la sezione; e quindi:

$$(2) \qquad d l = \frac{l}{\rho} d \rho .$$

Dalla variazione della resistenza ρ si può dedurre la variazione di lunghezza delle r.

La (2) mostra che si ha vantaggio a fare l molto piccolo e ρ molto grande; ma in pratica riesce scomodo fare l minore di 1 mm., e perciò supporremo che abbia questo valore. Conviene poi che la resistenza ρ sia dello stesso ordine di grandezza di r, poichè così si hanno quasi uguali i quattro lati del ponte, e siamo perciò nelle condizioni migliori di sensibilità.

Se, per es., ρ e ρ' comprendono un filo EF la cui resistenza per metro è di 0.01 ohm, uno spostamento di 1 mm. del contatto C corrisponde a 0,00001 ohm; se $\rho = \rho' = 100$ ohm ed $l = 1$ mm. si ha:

$$d l = \frac{1}{10\,000\,000} \text{ mm.}$$

Basta dunque che il galvanometro dia una deviazione di una sola divisione piccola della scala per 1 mm. di spostamento di C, per essere nelle condizioni migliori.

Trattandosi di resistenze liquide le cause d'errore da temersi sono: la polarizzazione e la variazione di temperatura.

Se le resistenze dei due lati A B, A D fossero e rimanessero sempre esattamente uguali, quest' ultima causa d' errore si compenserebbe, poichè, come si vede dalla (1), altererebbe ugualmente i due termini di una frazione. Ma dovendo misurare degli spostamenti, la loro uguaglianza non può mantenersi, e però le cause d' errore si possono far sentire: se non che, applicando il metodo alla misura di spostamenti rettilinei *piccolissimi*, la differenza di resistenza dei due lati non potrà esser molto grande: e d' altra parte la polarizzazione si può rendere trascurabile adoprando una corrente debole e alternata fra elettrodi di zinco amalgamato, immersi in una soluzione di solfato di zinco, neutralizzata con carbonato di zinco e bollita a lungo, tenendovi sempre immersi gli elettrodi.

L' influenza della temperatura si rende trascurabile adoprando un largo recipiente con molto liquido, e tenendo chiuso il circuito pel minor tempo possibile; il che favorisce anche la diminuzione di polarizzazione.

Per la prima causa d' errore ho in principio tentato di adoprare il rocchetto Ruhmkorff e il telefono, ma senza successo, perchè non potevo disporre di due resistenze ρ e ρ' che avessero esattamente uguali la capacità e il coefficiente d'autoinduzione; e perciò ho pensato di far percorrere la soluzione dalla corrente d' una pila, invertita da un opportuno alternatore, e di disporre le cose in modo che nel galvanometro passi solamente la corrente che va in un senso.

Ho costruito diversi di questi alternatori, e siccome sono semplicissimi e mi hanno dato buoni risultati, li descrivo brevemente.

1.° Una corda metallica (fig. 2) fissa in M, N passa per la gola d' una carrucola C; i due tratti di essa, tesi orizzontalmente in un piano verticale, portano nel loro mezzo due cilindretti di ferro dolce c, c', che si trovano davanti alle elettrocalamite E, E', nelle quali passa la corrente d' una pila P, interrotta dalla corda stessa mediante i pozzetti di mercurio α, β. I cilindretti c, c' portano una listerella d'ebanite l, l', alla quale sono attaccate le forcelle metalliche 1, 2, 3, 4 che vengono a pescare in pozzetti di mercurio. Se N C è abbassato la corrente della pila p segue la via: a, 1, b, B, S, A e 2, d; se

6.° È fondato sulle note esperienze del Melde [1]). Da un rebbio verticale di un elettrodiapason parte orizzontalmente un cordoncino regolato convenientemente perchè, quando vibra, vi si formi un solo nodo nel mezzo. Se si legano al cordoncino delle forcelle, sufficientemente corte e leggere, di filo sottile di metallo, queste possono chiudere dei circuiti, venendo a pescare in pozzetti di mercurio.

Con questo alternatore si ha una grandissima regolarità di funzionamento, e delle escursioni di due e più centimetri, ed inoltre si può, con facilità, variare e determinare esattamente il numero di interruzioni.

Per queste ragioni l' ho definitivamente adottato nelle mie esperienze, nelle quali ho adoprato la disposizione indicata dalla figura 5.

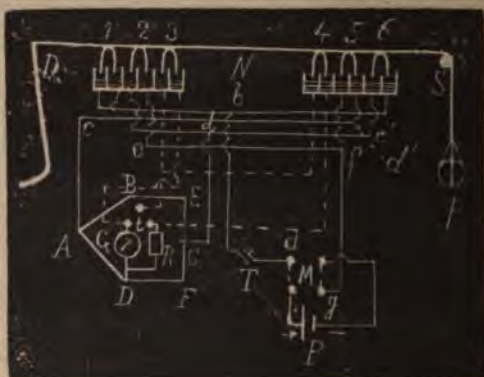



Fig. 5.

DS è la cordicella che porta sei forcelle di sottile filo di rame, sotto le quali si trovano 12 pozzetti di mercurio. Se DN è abbassato ed NS alzato, la corrente della pila P segue la via: a, T, b, 1, c, A $\left\{\begin{matrix}\text{BE}\\ \text{DF}\end{matrix}\right\}$ C, d, 2, e, f, g. Se invece è abbassato NS segue l'altra via: a, T, b, 6, c', d, C $\left\{\begin{matrix}\text{EB}\\ \text{FD}\end{matrix}\right\}$ A, c, 5, f, g. Dunque nella soluzione BAD la corrente passa in sensi contrari.

2) Pogg. Ann., 1860, pag. 193 — Vedi anche: Ròiti, Elementi di fisica, vol. I°, pag. 326, 4. edizione.

La forcella 3 serve a mettere in circuito il galvanometro G solo quando D N si abbassa, mentre quando è abbassato NS, la 4 introduce in circuito una resistenza R uguale a quella di G; così che, rimanendo le condizioni dei circuiti sempre le stesse, nella soluzione circola, in ogni caso, una corrente d'intensità uguale nei due sensi.

Per evitare l'influenza dell'induzione bisogna che il galvanometro si chiuda dopo degli altri circuiti e poi si apra prima: per ciò la forcella 3 è più corta delle 1 e 2.

I due lati AB, AD sono costituiti da una soluzione di solfato di zinco, contenuta in un vaso capace di 240 cm.³ circa, nella quale sono immersi tre elettrodi di zinco puro amalgamato.

È noto [1]) che la resistenza elettrica d'un mezzo indefinito nel quale si propaga una corrente, portata da elettrodi piani e circolari, è proporzionale alla distanza dei due piani, ed inversamente proporzionale ai raggi dei due dischi. Per questo i due elettrodi estremi B, D sono costituiti da cilindretti di zinco del diametro di circa 2 mm., ottenuti tagliando un cilindro di zinco ben tornito, e sono contenuti in tubi di vetro. L'elettrodo mobile A è una lastrina di zinco di circa 4 mm. di diametro.

Osserviamo che la formula (2) è stata ottenuta nell'ipotesi che $r=r'$ per una stessa lunghezza l dei due lati AB, AD. Ora, se in pratica si può ottenere che $r=r'$, è però impossibile che AB, AD riescano rigorosamente uguali in lunghezza, sia perchè le sezioni degli elettrodi non possono costruirsi identiche fra loro in superficie, sia perchè non sarà identico lo stato fisico delle superfici stesse, sia perchè esse non si troveranno fra loro esattamente parallele. Ma ad ogni modo se $r=r'$ la (2) diverrà:

$$dl=\frac{l\pm\varepsilon}{\rho}\,d\rho\,.$$

dove ε rappresenta l'errore nella valutazione di l, e sarà

1) G. Wiedemann. Die Lehre von der Elektricität. Band 1, pag. 369, 1882.

tanto più piccolo, quanto più le superfici degli elettrodi saranno parallele ed uguali di area e di stato fisico [1]).

Per montare l'apparecchio ho operato in questo modo: Poichè l'elettrodo A è portato da una vite micrometrica che dà il 0,01 di mm., e il B da una che dà il $^1/_{360}$ di mm., dopo aver disposte le superficie degli elettrodi il più possibile parallele fra loro, ho messo a contatto i tre elettrodi A, B, D; poi ho scostato B di 2 mm., ed ho portato A circa nel mezzo fra B e D.

Per tentativi ho poscia variato la concentrazione della soluzione, in modo che la sua resistenza (determinata col telefono) fra B e D fosse il più possibile prossima a 200 ohm. Fatto quindi $\rho = \rho' = 100$ ohm, ho spostato A finchè, adottata la disposizione della fig. 5, il galvanometro non stava a zero, quando il contatto C era nel mezzo al reocordo EF. Questo è formato da un filo di rame lungo 1 m. e del diametro di mm. 1,75, teso sopra una scala incisa su di uno specchio: il suo punto di mezzo *elettrico* coincide, a meno di 2 mm., col suo mezzo *geometrico;* la sua resistenza è di 0,011 ohm.

Se la sensibilità del galvanometro è grande, è molto difficile, manovrando la sola vite, cogliere il punto in cui l'elettrodo A riduce $r = r'$, ed anzi esattamente non vi sono mai riuscito; per lo che ho dovuto sempre spostare un poco il corsoio C [2]), ma non mai più di 2 mm.

1) Si può calcolare facilmente l'errore ε così: Se $r = r'$ in valore, ma non in dimensioni, si ha: $\frac{l}{s} = \frac{l'}{s'}$ da cui: $l = \frac{sl'}{s'}$. Se per lunghezza si prende la media $\frac{l + l'}{2}$, si ha:

$$\frac{l + l'}{2} = \frac{sl + s'l'}{2s'}$$

e se:

$$s' = s \pm d\sigma.$$

allora:

$$\frac{l + l'}{2} = \frac{sl' + (s \pm d\sigma)l'}{2(s \pm d\sigma)}$$

quindi:

$$\pm \varepsilon = \frac{sl' + (s \pm d\sigma)l'}{2(s \pm d\sigma)} - l'.$$

2) Non è da temersi che il contatto scorrevole C porti del disturbo, perchè esso fa l'ufficio di ugualizzatore di potenziale, e le variazioni di resistenza al punto di contatto sono trascurabili di fronte a quelle dei lati del ponte.

Uso poi chiudere sempre prima il circuito della pila P, ora in un senso ora in un altro, mediante il commutatore M, indi contemporaneamente in t, il circuito del galvanometro e della resistenza ausiliare R; e perchè queste chiusure riescano più spedite, si fanno per mezzo di tasti T, e t.

Ho voluto provare il metodo, e perciò ho saldato l'elettrodo A all'estremità di un cilindretto di ferro lungo 1 cm.; sul quale ho avvolto uno strato di 5 giri di filo di rame isolato, il prolungamento del quale ricuopre, in modo simile, un altro cilindretto uguale al primo e spostabile in maniera da compensare (per la corrente di 2 ampère) l'azione del primo sul galvanometro.

La resistenza $r = r'$ è di 104,65 ohm; e 130 ohm è quella interna del galvanometro, la cui sensibilità è tale che una divisione piccola della scala, posta a m. 2,30 dallo specchio, corrisponde allo spostamento di 1 mm. nel contatto C.

Disposte le cose in tal modo, basta mandare la corrente di 0,1 ampère nel circuito che ricuopre i cilindretti, per avere al galvanometro la deviazione di 1 divisione piccola. Calcolando, mediante la (2), l'allungamento subito dal cilindretto, si trova che esso è di:

$$\text{mm. } 0{,}000\,000\,105.$$

Ma per vedere se il metodo si presta ad eseguire delle misure, occorre produrre un allungamento determinato e cercare poi di ritrovarne il valore.

È chiaro che l'allungamento da prodursi dev'essere estremamente piccolo, sia perchè conviene col contatto C allontanarsi il meno possibile dal mezzo di E F [1]), sia perchè questo è di piccolissima resistenza. Conveniva dunque o ricorrere alla dilatazione termica di qualche metallo, il cui coefficiente di dilatazione fosse preventivamente determinato con precisione, oppure adoprare uno spostamento, abbastanza grande, quale può darlo, p. es., la vite micrometrica d'uno sferometro, e cambiare il filo del reocordo in un altro di maggiore resistenza.

1) La sensibilità è massima quando C è nel mezzo al reocordo, e nulla quando è alle sue estremità.

Fra le due mi sono attenuto alla seconda soluzione, perchè più semplice [1]).

Ho sostituito al filo di rame un filo di argentana lungo 1 m. e di 0,5 ohm di resistenza, ed ho regolato la sensibilità del galvanometro in modo che, anche quì, una divisione piccola della scala corrispondesse allo spostamento di C di 1 mm. Mediante la vite di uno sferometro, che dà il 0,001 di mm., ho prodotto lo spostamento di 0,001 mm. nell' elettrodo A, adoperando sempre la solita soluzione [2]). Ho avuto al galvanometro una deviazione di 210 divisioni piccole. Siccome ognuna di esse corrisponde ad 1 mm. del filo, si ha la variazione di resistenza nei due lati AB, AD di 0,105 ohm; valore molto prossimo a 0,10465 che si deduce dal calcolo.

Ho spostato C fino ad annullare la deviazione del galvanometro, ed ho misurato la resistenza del tratto di EF compreso fra le due posizioni di C: essa è uguale a 0,1045.

Ho poi prodotto un altro 0,001 mm. di spostamento in A, ed ho avuto una deviazione nel galvanometro di 208,5 divisioni piccole, che corrispondono a 0,10425 ohm di variazione di resistenza nella soluzione. Questo valore è un po' discosto da 0,10465; ma è da avvertire che la sensibilità è molto diminuita, poichè C non è più nel mezzo al reocordo.

Da queste, come da altre prove eseguite in diversi punti della vite, e che mi hanno dato risultati affatto simili, si può concludere che, purchè ci si discosti il meno possibile dal mezzo del reocordo, il metodo si presta a misure esatte [3]).

In ultimo è utile avvertire che, se ci si accontenta di una sensibilità minore, la disposizione può rendersi molto più sem-

1) Ed anche perchè i disturbi causati dai tramways elettrici mi obbligavano a lavorare dopo mezzanotte. L' elettrometro di Lippmann non sarebbe stato abbastanza sensibile.

2) Essa era ricoperta da un sottile strato di olio, perchè non si evaporasse.

3) Se questo metodo si applicasse al termometro a gas immaginato dal Prof. G. Grassi (Rendiconti della R. Accademia delle Scienze Fisiche e Mat. di Napoli, fasc. 1°, Giugno 1885) che dà uno spostamento di una colonna liquida di *un metro e mezzo per grado* si otterrebbe il

$$\frac{1}{15\,000\,000\,000} \text{ di grado.}$$

Si avrebbe così un micro-radiometro d'una sensibilità molto superiore al miglior bolometro.

plice adoprando del mercurio invece della soluzione di solfato di zinco. In tal caso però è difficile ottenere una resistenza per mm. maggiore di 0,05 ohm. È vero che nella (2) non entra la resistenza r, e perciò, facendo ρ assai grande, si potrebbe ottenere, nella misura dello spostamento, sempre una sensibilità grandissima; ma occorrerebbe aumentare molto la f. e. m. della pila e la sensibilità del galvanometro, poichè se ρ fosse grande saremmo molto distanti dalle condizioni migliori per la massima sensibilità del ponte.

Se invece si facesse $\rho = 1$ ohm solo, e il filo EF fosse di 0,01 ohm di resistenza, la (2) darebbe:

$$dl = \frac{1}{100\,000} \text{ mm.}$$

che rappresenta sempre una grande sensibilità.

In tal caso si potrebbe adoperare l' elettrometro di Lippmann.

Bisognerebbe però usare delle speciali precauzioni per salvaguardiarsi dalle variazioni di temperatura.

Secondo metodo.

AB è una vaschetta (fig. 6) contenente una soluzione di solfato di zinco, percorsa dalla corrente d' una pila P, che vi

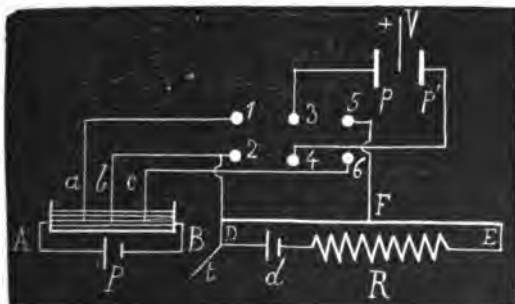



Fig. 6.

arriva per mezzo di elettrodi di zinco amalgamato. Nella soluzione pescano tre fili di platino a, b, c, dei quali a e c sono fissi, e b va soggetto allo spostamento che si tratta appunto di

misurare; mentre poi a comunica col pozzetto 1 di un commutatore a sei pozzetti (1, 2, 3, 4, 5, 6) b col 2 e c col 6. I pozzetti 3 e 4 comunicano coi piattini p, p' di un elettrometro di Hankel, la cui foglia è portata ad un potenziale $+$ V costante da una pila a secco. Il pozzetto 2 comunica anche con l'estremo D d'un filo metallico DE, percorso dalla corrente d'una pila d, regolata da un reostata R, e messo a terra in un punto t; invece il 5 comunica con un contatto F scorrevole sul filo DE.

Il metodo consiste nel compensare la variazione di caduta di potenziale, prodotta dallo spostamento di b, mediante la caduta di potenziale lungo il filo DE.

Se i pozzetti 3 e 4 comunicano con 1 e 2, la foglia dell'elettrometro dà una certa deviazione α; se invece, gli stessi pozzetti comunicano con 5 e 6, affinchè si abbia la stessa deviazione α della foglia, bisogna che, se F coincide con D, la caduta di potenziale fra b e c sia uguale a quella da a a b.

Ottenuto questo, se b si sposta avvicinandosi a c, la differenza di potenziale fra a e b aumenta e diminuisce invece quella fra b e c. Se si vuol rendere quest'ultima uguale alla prima dovremo spostare di un certo tratto F su DE. Se poi F è sul mezzo di DE, e questo è sufficientemente lungo, si possono anche valutare gli spostamenti di b verso a.

Dallo spostamento di F si può in ogni caso dedurre l'ingrandimento, cioè il rapporto fra lo spostamento di F e quello di b. Infatti, la differenza di potenziale fra a e b è:

$$e = i\,r$$

da cui, se l'intensità rimane costante,

$$d\,e = i\,d\,r\,.$$

Ma $r = \frac{k}{s}\,l$ quindi:

$$d\,l = \frac{d\,e}{i\,\frac{k}{s}}\,. \tag{1}$$

Ma la de viene compensata dalla caduta di potenziale lungo il filo DE, e perciò se R è la resistenza di esso, ed I l'intensità della corrente che vi passa:

$$d\,e = \mathrm{I}\,d\,\mathrm{R}\,,$$

e, posto $R = \frac{K}{S} L$, si trova:

$$d\,L = \frac{d\,e}{I\,\frac{K}{S}}. \tag{2}$$

Dalle (1) e (2) pensando che se aumenta la distanza *a b*, in pari tempo la *b c* diminuisce della stessa quantità e quindi bisognerà con F spostarsi il doppio, si ricava:

$$\frac{dL}{dl} = 2\,\frac{i}{I} \cdot \frac{k}{K} \cdot \frac{S}{s}. \tag{3}$$

Converrà dunque fare I, K, *s* piccoli e *i*, *k*, S grandi, e, mediante una scelta opportuna di queste quantità, si può avere un ingrandimento, $\frac{dL}{d\,l}$, illimitato. Ma in pratica non si potrà sorpassare un certo limite, perchè tutto dipenderà dalla sensibilità dell' elettrometro, il quale deve avere una capacità trascurabile di fronte alla capacità di polarizzazione degli elettrodi parassiti *a*, *b*, *c*, e perciò in queste esperienze non si può adoperare quello di Lippmann. Per questa ragione ho usato quello di Hankel che non potrà dare molto più del 0,001 di volta. Se vogliamo che esso senta almeno un mm. di filo DE, allora nella (2) $d\,L = 0{,}1$ e $d\,e = 10^5$ C. G. S. e perciò:

$$\frac{S}{IK} = \frac{1}{10^6}$$

che introdotta nella (3) dà:

$$\frac{dL}{dl} = 2\,\frac{i\,k}{10^6 . s}.$$

Se non si vuole che la temperatura del conduttore s' innalzi di troppo, la I non potrà avere un valore assai elevato, poichè si tratta d' una resistenza liquida per la quale è bene che *k* sia molto grande. Ma si potrà far circolare in AB la corrente di 0,01 ampère $\left(i = \frac{1}{1000}\text{ C. G. S.}\right)$ prendendo là sezione di 1 mm.² $\left(s = \frac{1}{100}\text{ C. G. S.}\right)$; e se la soluzione contiene

5 gr. di sale in 100 gr. di soluzione ($k = 53.10^9$ C. G. S) [1]) si ottiene:

$$\frac{dL}{dl} = 10\,600 \,.$$

Il metodo dunque è abbastanza sensibile per la misura dei piccoli allungamenti.

Quanto al filo DE è bene che sia di argentone ($K = 20763$ C. G. S) [2]); se è di 1 mm.^{2} di sezione dalla (2) si ricava che basta farlo percorrere da una corrente di 0,05 ampère, perchè l' elettrometro senta 1 mm. di esso.

Quanto all' elettrometro ho pensato di modificarlo in modo che presentasse la minore capacità possibile insieme alla massima sensibilità.

Per conseguire questo scopo ho sostituito alla foglia d' oro un filo semplice di bozzolo, reso conduttore col ricoprirlo della comune porporina del commercio (solfuro di stagno). Per ricuoprire il filo ho proceduto nel seguente modo: ho mescolato della porporina con una soluzione molto diluita di gomma, ho teso il filo orizzontalmente su due sostegni, mediante due piccoli pesi, poi, con un pennellino di vaio, ho ripetutamente spalmato il filo del miscuglio, aspettando ogni volta che fosse bene asciutto. Dopo quattro o cinque volte si ha un filo conduttore che si applica con facilità all' elettrometro, mediante una piccola goccia del miscuglio.

È vero però che la gomma è igroscopica, ma questo inconveniente si evita facilmente mettendo entro l' elettrometro un bicchierino con acido solforico.

Il filo che io ho adoprato si è mantenuto sempre identico a se stesso per molti giorni di seguito.

Occorre però aver cura che esso non vada mai ad appiccicarsi alle pareti dell' elettrometro, altrimenti nello staccarlo può farsi cadere qualche granellino di porporina, ciò che cambia il suo stato.

1) Vedi Roiti. Elementi di fisica, vol. 2, pag. 413, 3. edizione.
2) Idem. pag. 408.

Con tale modificazione l'elettrometro dà il 0,001 di volta con facilità [1]).

La vaschetta AB è costruita immasticiando fra loro delle striscie di vetro ed ha la larghezza di 1 mm.; porta agli estremi due lastrine di zinco amalgamato, in comunicazione coi poli d'una batteria di 40 piccoli accumulatori. Contiene una soluzione di solfato di zinco al titolo sopra indicato e per 1 mm. circa di altezza. Dopo avere immersi gli elettrodi *a*, *b*, *c* la soluzione vien ricoperta con un leggero strato d'olio. La corrente degli accumulatori è regolata da un reostato in modo che, un milliamperometro, incluso in circuito, segna 0,01 ampère. Trattandosi di una resistenza liquida di così piccola sezione, il riscaldamento, per quanto minimo, è inevitabile anche se il circuito si tien chiuso per poco tempo; ma pensando che la resistenza interna degli accumulatori è piccola, è chiaro che sull'elettrometro esso ha una influenza trascurabile.

Il filo DE è di argentana, di circa 1 $mm.^2$ di sezione, ed è lungo 3 m.; la pila *d* è costituita da tre elementi Daniell, la cui corrente è regolata per mezzo del reostato R in modo che sia circa 0,05 ampère.

L'elettrodo *b* è portato da una vite che dà il 0,01 di mm.; il contatto F è nel mezzo di DE.

Per tentativi si comincia a portare *b* in un punto tale di *ac* che fra *a*, *b* e *b*, D, F, *c* vi sia la stessa differenza di potenziale. Con la sola vite si riesce difficilmente ad uguagliare le deviazioni dell'elettrometro, perciò le piccolissime differenze conviene toglierle movendo F.

Spostando *b* di 0,01 mm., sia verso *a* come verso *c*, ho avuto, per media di più determinazioni concordanti al mm., lo spostamento di cm. 10,15 nel contatto F, mentre, secondo il

1) Il Signor E. Malby (Zeitsch. für Physik. Chemie, vol. 18, pag. 133) sostituisce la foglia d'oro con un filo di quarzo argentato. Se questa sostituzione può considerarsi teoricamente più felice di quella da me fatta, non lo è però dal lato pratico, se si pensa alla difficoltà con cui si maneggiano i fili sottilissimi di quarzo.

Il Töpler (Wied. Ann. vol. 63, pp. 183-190) invece sostituisce alla foglia d'oro un filo d'alluminio del diametro di $^1/_4$ di mm. e della lunghezza di cm. 8,5; la sospensione è ottenuta per mezzo d'un aghetto d'acciaio che da una parte è unito rigidamente al filo, dall'altro capo è sostenuto per l'appunto da un debole magnete.

Come si vede, il filo di seta conduttore presenta su questa disposizione una notevole semplicità.

calcolo fatto, avrei dovuto averne 10,26. La differenza, per quanto piccola, è imputabile alle dimensioni della vaschetta diverse da quelle supposte, e alla sezione del filo non esattamente uguale a 0,01 cm^2. Anche la sua non uniformità potrebbe influire su questo valore; ma il filo da me adoprato non poteva portare una differenza maggiore di 1 mm., come ho costatato misurando la resistenza dei vari tratti di esso. Può anche darsi che tutte queste cause influiscano in modo da rendere così piccola la differenza suddetta.

Ho però trovato esatta, al mm. circa, la proporzionalità degli spostamenti di b a quelli di F, finchè questo è potuto stare su DE.

Dunque il metodo si presta alla misura dei piccoli allungamenti fino al 0,0001 di mm., purchè se ne determini a principio la sensibilità, e si usino poi tutte le cautele che esige l' elettrometro di Hankel ridotto molto sensibile.

Terzo metodo.

Siano due fili flessibili ed inestendibili della medesima lunghezza tesi parallelamente in direzione verticale alla distanza $2a$, e supponiamo che i punti d' attacco superiori non possano spostarsi che verticalmente, mentre quelli inferiori non possano che rotare in un piano orizzontale attorno al punto di mezzo della loro congiungente.

Se questi ultimi hanno rotato dell' angolo α e si indica con h la distanza fra essi e i superiori, con semplici considerazioni geometriche si ricava [1]):

$$dh = \frac{a^2}{h} \operatorname{sen} \alpha \, d\alpha .$$

Ma è noto che:

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\delta}{l}$$

dove δ è la deviazione che si legge su di una scala posta alla

1) Mascart. Leçons sur l' électricité et le magn T. 2, 2. edizione, pag. 79.

distanza l dallo specchio e piegata in cerchio di raggio l; perciò:

(1) $$dh = \frac{a^2}{2hl} \operatorname{sen} \alpha \, d\delta .$$

Questa mostra che ogni piccolo spostamento verticale dei punti d'attacco inferiori produce una variazione molto grande di α.

Per esempio se $a = 0{,}5$ mm., $h = 10$ cm. e si fa $\alpha = 45^\circ$ con la scala a 2 m. risulta:

$$dh = \frac{1}{3\,000\,000} \text{ mm. circa.}$$

Dunque se la parte inferiore si tiene ad un'altezza invariabile, mentre può esser libera di rotare, e la superiore è soggetta allo spostamento che si vuol misurare, potremo valutar questo anche se estremamente piccolo.

In pratica è impossibile attuare una tale disposizione e perciò ho usata la seguente: Due fili a, b (fig. 7) sono tesi parallelamente fra loro in un piano verticale e fissi in F, F'; nel loro mezzo portano una strisciola di mica m alle cui estremità si trovano due fili di alluminio s, s' che pescano in due vaschette v, v' piene di olio (funzionanti da smorzatori), e poi due cilindretti di ferro c, c' che vengono attratti, in senso inverso, da due calamite permanenti poste simmetricamente nello stesso piano orizzontale che passa per c, c' in modo che m ruota di un certo angolo α osservabile mediante lo specchio S [1]).

Fig. 7.

Se F si avvicina ad F' i cilindretti obbediscono alle calamite, lo specchio ruota e dalla rotazione si può dedurre lo spostamento di F.

1) Applicando lo stesso sistema di due calamite permanenti all'apparecchino ideato dal Prof. Righi (Rend. Acc. d. Scienze, Bologna, 1896-97) si potrebbe porre la scala orizzontale, anzichè verticale come esso richiede, e si avrebbe così il vantaggio d'una disposizione più comoda.

Ma con questa disposizione siamo in condizioni ben diverse da quelle della sospensione bifilare, e perciò non è applicabile la (1). Cerchiamo quindi l'ingrandimento che in questo caso si può conseguire.

Fig. 8.

Chiamiamo l_0 la semi-lunghezza primitiva di un filo, con l la semi-lunghezza primitiva AB (fig. 8) di esso quando è teso verticalmente fra due punti fissi A, A' e l_1 la sua semilunghezza quando m ha rotato d'un angolo $\alpha = \widehat{BOC}$. Poniamo:

$l_1 = l + dl$ e se $\widehat{ACB} = \theta$, $l = l_1 \operatorname{sen} \theta$ quindi:

$$dl = l\left(\frac{1}{\operatorname{sen}\theta} - 1\right).$$

Ma la forza elastica destata nel filo di sezione s e di modulo di elasticità ν dai due allungamenti dl e $dl_0 = l - l_0$ è:

$$F = \frac{2\nu s}{l_0}(dl_0 + dl)$$

e perciò:

$$F = \frac{2\nu s}{l_0}\left[l - l_0 + l\left(\frac{1}{\operatorname{sen}\theta} - 1\right)\right].$$

La sua componente orizzontale e perpendicolare ad OC è:

$$f = F \cos\theta \cos\frac{\alpha}{2}$$

che, trascurando $\frac{2a^2}{l^2}\operatorname{sen}^2\frac{\alpha}{2}$ (ove $a = BO$) di fronte all'unità, diviene:

$$f = \frac{2\nu s a}{l_0}\left(1 - \frac{l_0}{l}\right)\operatorname{sen}\alpha$$

poichè:

$$\operatorname{sen}\theta = \frac{l}{\sqrt{l^2 + 4a^2\operatorname{sen}^2\frac{\alpha}{2}}} \quad \text{e} \quad \cos\theta = \frac{2a\operatorname{sen}\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{l^2 + 4a^2\operatorname{sen}^2\frac{\alpha}{2}}}.$$

Alla f dovrà fare equilibrio la forza ϕ dovuta alle calamite che supponiamo agiscano perpendicolarmente a BO, nel piano orizzontale passante per O, con braccio a'; e perciò, uguagliando i due momenti di rotazione, si ottiene:

$$a' \phi \cos \alpha = \frac{2 \nu s a^2}{l_0} \left(1 - \frac{l_0}{l}\right) \operatorname{sen} \alpha .$$

Supponiamo che le variazioni di α siano così piccole da poter ritenere che i cilindretti di ferro si spostano in un campo magnetico uniforme, per cui ϕ si possa considerare costante. Quindi:

(2) $$\phi = \frac{2 \nu s a^2}{l_0 a'} \left(1 - \frac{l_0}{l}\right) \operatorname{tang} \alpha .$$

Dalla quale:

(2') $$- \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = \frac{\frac{1}{2} l_0 \operatorname{sen} 2\alpha}{l^2 - l l_0} .$$

Ossia, pel caso di α così piccolo da poter sostituire l' arco al seno, l' ingrandimento è.

$$- K \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = K \frac{l_0 \alpha}{l^2 - l l_0}$$

se K è il doppio della distanza dello specchio dalla scala.

Introducendo il valore di α ricavato dalla (2) dopo aver sostituito alla tangente l' arco, si ottiene:

$$- K \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = \frac{\phi l_0^2 a'}{l^2 - l l_0} \cdot \frac{K}{2 \nu s a^2 \left(1 - \frac{l_0}{l}\right)}$$

La quale posto:

$$l = l_0 (1 + \lambda)$$

diventa:

(3) $$- K \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = K \frac{\phi a'}{2 \nu s a^2 \lambda^2} .$$

Questa mostra che l' ingrandimento:

1°. È una funzione crescente del braccio della coppia dovuta alle calamite, e dell' intensità del loro campo.

2.° È una funzione decrescente della distanza tra i fili e della loro tensione iniziale.

Per quest' ultima ragione e per l' altra, molto naturale, che lo spostamento da misurarsi deve essere più piccolo dell' allungamento iniziale, non si potranno usare fili metallici, ed infatti per quante prove abbia fatto con essi, non sono riuscito ad ottenere buoni risultati.

3.° È indipendente dalla lunghezza primitiva dei fili.

Ma guardiamo però se essenzialmente questo è vero, poichè la formula (3) è approssimata e vale solo se α è piccolissimo.

La (2') può anche scriversi:

$$-\frac{\Delta\alpha}{\Delta l}=\frac{\frac{1}{l^2}\operatorname{tang}\alpha}{\left(\frac{1}{l_0}-\frac{1}{l}\right)(1+\operatorname{tag}^2\alpha)}.$$

Sostituendovi il valore di tang α ricavato alla (2) si ottiene per l' ingrandimento:

$$-K\frac{\Delta\alpha}{\Delta l}=K\frac{2\phi\, a' \nu\, s\, a^2}{4\, a^4 \nu^2 s^2 \lambda^2+l_0(1+\lambda)^2\phi^2 a'^2}$$

che è una funzione decrescente di l_0, in cui il secondo termine del denominatore è minore del primo, perchè tende a zero con ϕ.

Dunque se l' angolo α è piccolissimo, ciò che in pratica potrà sempre farsi, si può applicare la (3) ed usare una lunghezza di fili qualsivoglia.

Esclusi i metallici si potrebbe pensare ai fili di caucciù che risponderebbero meglio degli altri a tutte le condizioni, ma essi hanno l' inconveniente di essere molto sensibili alle variazioni di temperatura [1]).

1) Il caucciù stirato quando viene riscaldato si contrae unicamente nel senso della forza che ha prodotto l' allungamento. Il coefficiente di dilatazione del caucciù stirato (0,000687) è maggiore di quello che corrisponde allo stato naturale (0,000675). (Lebedeff. Journal de la Soc. physico-ch. russe. T. 13, 1881).

Sostituendo il caucciù stirato al pezzo di ebanite nel termometro sensibilissimo del Michelson (loco citato), si avrebbe una maggiore sensibilità.

Avrei potuto anche sostituire ai fili delle spiraline metalliche, ma in tal caso bisognerebbe sodisfare a diverse condizioni. Prima di tutto, poichè una spirale si svolge quando viene stirata, occorrerebbe fare ciascuna spiralina di due pezzi di senso contrario, e variare poi la lunghezza d' uno di essi in modo che uno specchietto, posto nel punto di congiunzione, non accusasse alcuna rotazione per uno stiramento anche grande. Bisognerebbe poi che per la stessa lunghezza esse presentassero la stessa tensione, ciò che in pratica è molto difficile ottenere.

I migliori risultati gli ho avuti con fili di seta formati da tre o quattro fili semplici di bozzolo.

Siccome la sensibilità del sistema dipende anche dalla distanza tra i fili, potrebbe pensarsi di riunire i due fili al di sotto di m per tutta la loro lunghezza, ma in questo caso si avrebbe una tale sensibilità da non riuscir mai a tener fermo lo specchio S, poichè la forza contraria all' attrazione delle calamite sarebbe ridotta unicamente a quella determinata dal peso del sistema m, S, c, c', s, s' che deve essere il minore possibile.

Ecco come procedo per montare l' apparecchio. Attaccati in F, alla distanza di 1 mm. i due capi di uno stesso filo lungo 40 cm., in modo da esser sicuro che non avvenisse nessuno scorrimento di fili, ho infilato la listerella di mica m, lunga 10 cm., nella quale è praticato un foro di 1 mm. di diametro, ed in F' ho posto un uncinetto, in cui ho passato il filo che viene così a separarsi in due tratti ugualmente tesi.

A metà della loro lunghezza, con delle goccioline di cera, ho fissato la mica m in modo che fosse bene orizzontale, per la qual cosa occorre che tutto sia ben simmetrico e che il peso di $c + s$ sia uguale a quello di $c' + s'$ [1]).

Per rendere più vicini fra loro i tratti al di sotto di m, presso l' uncinetto vi si può annodare sopra un filo di seta.

1) È necessario sodisfar bene a questa condizione, altrimenti se la lastrina è caricata di più da una che dall' altra parte, funziona da pendolo orizzontale, ed allora non si ha mai una posizione stabile di equilibrio.

Rinchiuso tutto in una scatola per premunirsi dalle agitazioni dell' aria, occorre disporre le cose per la massima sensibilità e perciò bisogna prima regolare, mediante una vite che porta l' uncinetto, la tensione dei fili, poi la distanza delle calamite da c, c'.

Con un po' di pazienza si riesce ad ottenere facilmente, con la scala a circa 2 m. dallo specchio, un *50 divisioni* della scala per l' abbassamento di F di 0,01 mm. operato da una vite micrometrica a cui è raccomandato.

Con maggior cura si può ottenere ancora di più, ed io son giunto ad avere anche *200 divisioni* per lo stesso spostamento di 0,01 mm.; ma in tal caso le deviazioni sono lentissime.

Queste deviazioni, che ho sempre trovato mantenersi proporzionali, entro i limiti di estensione della scala, sono molto minori della teorica, e ciò sarà dovuto sia al peso di m, c, c', s, s', S, sia alla torsione dei fili non contemplata nella teoria fatta, sia a non trovarsi esattamente nelle condizioni richieste.

La posizione di riposo si mantiene assai costante; ad ogni modo è sempre possibile seguirne le variazioni.

Lo stato igrometrico non influirà bruscamente sui fili, perchè devono tenersi rinchiusi nella scatola insieme al rimanente dell' apparecchio.

Con questo metodo dunque si può avere almeno il 0,005 mm. con la scala a soli 2 m. dallo specchio [1]).

1) Si potrebbe, molto più semplicemente, sostituire alla strisciola m un leggero ago calamitato, da collocarsi in un conveniente campo magnetico, e forse nel solo campo terrestre.

Altri metodi molto sensibili per la misura di piccoli allungamenti potrebbero essere i seguenti:

1° Un nastro torto di Ayrton e Perry è fisso ad un estremo e all' altro rilegato, mediante un filo senza torsione, al punto di cui si vuol misurare lo spostamento. Con una scelta opportuna di dimensioni si potrebbe ottenere una sensibilità grande quanto si vuole, poichè si sa (La lumière électrique, vol. 12, 1884, pag. 498) che, perchè la rotazione del nastro sia grande rispetto all' allungamento, occorre che la lamina di metallo che forma il nastro sia la più lunga e più sottile possibile, che il piano delle spire faccia un angolo dai 40° ai 45° con quello perpendicolare all' asse del nastro, e che il diametro minore della sezione di esso sia ad angolo retto con l' asse.

2° ABC e abc (fig. 9) sono due settori circolari girevoli intorno ad A e a. Un filo flessibile ed inestendibile BCbc, tenuto sempre teso da un pesettino p applicato in c, riunisce le loro periferie essendo fissato in B e c.

Esprimo la mia gratitudine al Prof. Ròiti per i consigli e i mezzi largamente fornitimi.

Firenze, R. Istituto di Studi Superiori
Settembre 1899.

Il corpo che si sposta si appoggia in P presso A. Mediante uno specchietto s normale all'asse a, ed una scala ad una conveniente distanza, lo spostamento di P può venire molto ingrandito.

Fig. 9.

Infatti se $AB = n . PA$, $ab = \frac{AB}{m}$ e la distanza di s dalla scala è $m' . PA$, l'ingrandimento è dato da:

$$I = 2\, n\, m\, m'.$$

Così, per es., se PA = 5 mm, BA = 100 mm., ac = 5 mm. e la scala è a 2 m. da s:

$$I = 320\,000.$$

3° Una larga capsula di Marey è in comunicazione, mediante un tubo corto, con un'altra piccola e sormontata da uno specchietto davanti al quale trovasi una scala. Il disco della prima capsula è soggetto allo spostamento da misurare, il quale sarà ingrandito quanto si vuole scegliendo opportunamente le dimensioni delle due capsule.

SUI RAGGI ANODICI E SUI RAGGI CATODICI.

Nota di A. BATTELLI e L. MAGRI.

1. In una Nota pubblicata da uno di noi nel *Nuovo Cimento* [1] furono descritti alcuni fatti sulle scariche unipolari, dai quali parve di poter concludere che dagli elettrodi di un tubo a vuoto possono partire raggi di natura alquanto diversa secondo che gli elettrodi sono a potenziale più alto o più basso delle parti rimanenti del tubo: in altre parole, che si possono avere dei raggi *anodici* e dei raggi *catodici*.

Ulteriori esperienze che abbiamo intrapreso danno notizie più interessanti ed un' idea più esatta del fenomeno.

Abbiamo cercato di confrontare la natura e la grandezza delle azioni degli uni e degli altri raggi, in modo da poterne trarre qualche conclusione esatta sul loro comportamento.

2. Un tubo a vuoto era messo con un elettrodo in comunicazione con un polo di una macchina Holtz e per il resto era accuratamente isolato.

La pressione nel tubo (sempre inferiore a mezzo millimetro di mercurio) era tale che ponendo il tubo sia in comunicazione col polo positivo che col negativo della macchina, di fronte all' elettrodo si osservava la macchia fluorescente e l' aureola azzurrastra che si nota nei comuni tubi di scarica a rarefazioni avanzate.

Questi tubi così eccitati venivano sottoposti a varie azioni esterne.

3. *Azione di un campo magnetico.* — Un magnete divide l' effluvio in due parti, di cui una, quella che desta la fluorescenza sul vetro, viene deviata alla stessa maniera dei raggi catodici negli ordinari tubi di scarica; l' altra — che ha

1) Nuovo Cimento, ser. 4, t. 7, pag. 81.

l' aspetto di un' aureola bianco-azzurrastra — si raccoglie, sotto l' azione del campo, in un fascio piuttosto ristretto, che viene deviato per un certo tratto davanti al magnete, nel senso contrario.

Ciò avviene tanto che l' elettrodo sia in comunicazione col polo positivo che col negativo della macchina.

4. *Azioni ossidanti e riducenti.* — Per vedere se i raggi anodici e catodici così ottenuti abbiano azioni riducenti o ossidanti, ci siamo serviti di tubi della forma della fig. 1, in cui D è un dischetto di rame, *o o* due piccoli bracci di vetro.

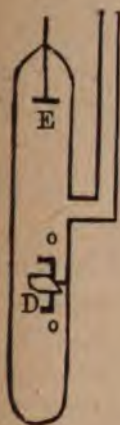



Fig. 1.

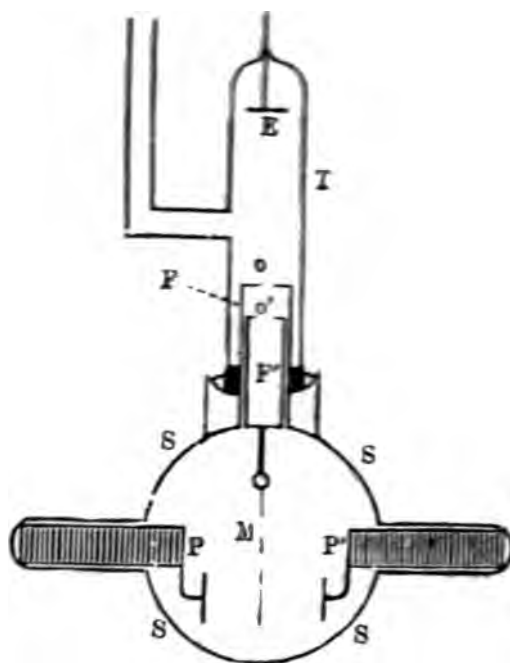
Unendo l' elettrodo E al polo positivo, o al polo negativo della macchina elettrica, a rarefazioni non molto avanzate si ha un' azione ossidante assai forte, e l' ombra degli ostacoli *o o* di vetro apparisce meno ossidata del resto del disco e a contorni poco netti.

L' ombra, in questo caso, si osserva solo per piccole distanze fra D e *o o*.

Aumentando la rarefazione, l' ombra diviene più netta; l' azione ossidante è minore.

A rarefazioni molto avanzate il tubo presenta press' a poco l' aspetto che avrebbe se fosse eccitato bipolarmente e il disco E fosse catodo. In questo caso l' azione ossidante è debolissima e l' ossidazione è maggiore nell' ombra che nel resto del disco.

5. Queste esperienze e quelle delle deviazioni magnetiche dimostrano che negli effluvi unipolari esistono due specie di raggi, i raggi *catodici* e i raggi *anodici*.

La deviazione magnetica prova che i raggi catodici così ottenuti si comportano come particelle cariche negativamente, partenti dall' elettrodo. Il loro aspetto è simile a quello dei raggi catodici negli ordinari tubi di scarica e destano la fluorescenza del vetro; inoltre il fatto che a rarefazioni avanzate, l'ombra di un ostacolo posto di fronte al dischetto di rame D, (quella parte, cioè, che non è colpita da questi raggi catodici)

terno di questo cilindro F è posto, ad esso coassiale, un cilindretto di Faraday, F′, che porta la foglia d' oro M. Questa foglia è posta tra i due poli di una pila Zamboni P P′.

Ciò costituisce un elettroscopio sensibile e perfettamente difeso da ogni azione elettrostatica esterna.

Quando l' elettrodo E è congiunto sia all' uno che all'altro dei poli della macchina e il foro *o* è aperto, se la rarefazione è abbastanza elevata, la foglia M indica una carica, che talora è positiva, talora è negativa, a seconda che passano pel foro in prevalenza raggi anodici o raggi catodici.

Coprendo il foro *o* con una foglia di alluminio in cui si sia avuto cura di non lasciare alcun forellino, sia quando l'elettrodo E è unito al polo +, sia quando è unito al polo — della macchina elettrica, abbiamo sempre una carica *negativa*. Ciò ad alte rarefazioni; a rarefazioni minori non abbiamo carica alcuna.

Deviando i raggi con una potente elettrocalamita, cessa ogni indizio di carica sulla foglia M.

In queste esperienze e nelle seguenti, per evitare che le scariche che avvenivano ai poli della macchina fossero oscillatorie, si unì ad essa un condensatore ed una resistenza liquida.

Si vede chiaramente da queste esperienze che:

1.° Nel tubo si producono in ogni caso tutte e due le specie di raggi.

2.° I raggi anodici portano carica positiva, e i raggi catodici portano carica negativa.

3.° I raggi catodici possono essi soli attraversare la foglia sottile di alluminio.

Che l' elettroscopio formato nella maniera precedentemente descritta, desse indicazioni esatte, ce lo dimostrano i risultati ottenuti eccitando il tubo bipolarmente. Allora, usando come elettrodi il disco E e la sfera S, quando il foro *o* era aperto si aveva carica negativa con E catodo e positiva con E anodo. Quando *o* era chiuso perfettamente dalla lamina di alluminio, si aveva carica negativa con E catodo, nessuna carica con E anodo.

7. *Azioni elettrostatiche sugli effluvi unipolari.* — In un tubo periforme, munito della solita croce, che abbia l'elettrodo

opposto a questa in comunicazione con una potente macchina elettrostatica e in cui sia stata molto spinta la rarefazione, si vede netta l' ombra della croce. Qualunque sia il polo della macchina a cui l' elettrodo è unito, se si avvicina al gambo della croce il polo + di un' altra macchina elettrica (gli elettrodi della quale siano sufficientemente allontanati perchè non avvengano scariche), l'ombra della croce si restringe, ossia quei raggi che destano la fluorescenza sono attratti. Se invece si avvicina un polo —, l' ombra della croce si allarga, ossia i raggi vengono respinti.

Se si adopera per esercitare l' azione elettrostatica la stessa macchina elettrica che eccita il tubo (come fu fatto nella Nota precedente di uno di noi, sopra citata), l' ombra della croce viene respinta o attratta secondo che il conduttore elettrizzato comunica col medesimo polo che è congiunto al tubo o con l' altro. Ciò avviene perchè nel tubo e nel conduttore le variazioni di potenziale seguono le medesime fasi.

8. Dalle precedenti esperienze si può dunque concludere che si generano due specie di raggi in un tubo di scarica, gli uni *anodici* e gli altri *catodici:* i primi dalle parti a potenziale più alto, i secondi dalle parti a potenziale più basso. Perciò nei tubi a scarica bipolare tutte le parti del tubo (compreso l' anodo) che sono positive rispetto al catodo, dànno raggi anodici, e il catodo dà sempre raggi catodici.

Ma se si fanno scariche unipolari, dove si ha un' alternativa nel segno della differenza di potenziale tra le pareti e l' elettrodo, partono dall' elettrodo alternativamente raggi *anodici* e raggi *catodici.* Questo lo dimostrano chiaramente le esperienze di ossidazione (che avviene anche là dove si provoca la fluorescenza), lo dimostrano le esperienze della carica elettrostatica e quelle della deviazione magnetica.

Dall' Istituto di fisica dell' Università di Pisa,
Agosto 1899.

SULLA MISURA DEI FENOMENI TERMOELETTRICI.

Nota del Dott. PAOLO STRANEO.

Nello studio dei fenomeni termoelettrici il metodo più logico è certamente quello di osservare la temperatura del conduttore in cui questi fenomeni avvengono e calcolare dalle osservazioni la misura di essi.

Elementi importanti di questo calcolo sono evidentemente i coefficienti di conducibilità termica. Ma l'incertezza che regnava sui valori di essa ha fatto sì che si siano quasi sempre preferiti metodi calorimetrici, i quali, sacrificando spesso l'esattezza, evitavano la considerazione delle quantità di calore messe in movimento per conducibilità. Per esempio nella misura dell'effetto Peltier per ridurre ad una quantità trascurabile il calore che si propaga lungo il conduttore si dovrà ridurne le dimensioni; ma ciò farà sì che l'effetto Joule, maschererà considerevolmente l'effetto Peltier che si vuol studiare.

Recentemente però molti pregevoli lavori relativi allo studio della conduzione nei metalli hanno mostrato chiaramente, che le divergenze nei valori trovati con differenti metodi non sono da attribuirsi ad altro, se non ad errori nel calcolo o nella realizzazione fisica delle condizioni supposte nella teoria, oppure a piccole differenze nello stato di purezza della sostanza. È quindi necessario di misurare direttamente i coefficienti di conducibilità sui singoli pezzi di metallo su cui si esperimenta.

La semplicità dei metodi che permettono la determinazione simultanea dei coefficienti dei fenomeni termoelettrici e di tutti gli altri coefficienti da cui dipende la temperatura dei conduttori lineari, mi ha convinto dell'utilità di alcune ricerche che eseguii nell'Istituto fisico di Roma e pubblicai successivamente nei *Rend. della R. Accademia dei Lincei* degli anni 1898 e 1899. Mi propongo ora di mostrare in questa breve Nota come esse, unitamente ad un'altra ricerca del

D' altra parte la semisomma Σu delle temperature nello stesso punto x ci è data dall' espressione:

$$\Sigma u = C + \frac{(u - C)(e^{jx} + e^{-jx})(e^{m(l-x)} - e^{-m(l-x)}) - C(e^{j(l-x)} + e^{-j(l-x)})(e^{mx} - \dots}{2\,(e^{ml} - e^{-ml})}$$

Ma le quantità jx e $j\,(l - x)$ essendo piccolissime ed i loro quadrati trascurabili rispetto all' unità possiamo scrivere la seguente formula approssimata facile a verificarsi:

$$\Delta\, u = 2\,j\,x\,.\,\Sigma\, u - 2\,j\,y\,C + 2\,j\,l\;\frac{C\,(e^{mx} - e^{-mx})}{e^{ml} - e^{-ml}}\;.$$

Misurando Δu e Σu è dunque facile di dedurre j e quindi σ. Le disposizioni esperimentali usate dal sig. Peterson erano semplicissime; le due temperature costanti erano mantenute mediante acqua corrente e vapore d' acqua. Le temperature venivano misurate usando uno speciale bolometro.

I risultati oltremodo interessanti sono troppo numerosi per essere ricordati quì nei loro particolari. Egli trovò dapprima per l' acciaio che il valore del coefficiente dell' effetto Thomson diviso per il coefficiente di conducibilità termica può rappresentarsi, fra i limiti di temperatura considerati, colla formula:

$$\frac{\sigma}{k} = 0{,}000005830\,[1 + 0{,}01424\,(t - 6^{\circ}{,}5)]\;.$$

Determinò poi il valore assoluto di σ comparando gli effetti termici di Joule e di Thomson ed ottenne per la temperatura media di 42° $\sigma = 0{,}000014265$.

Passiamo ora alla considerazione di un conduttore formato di n differenti fili metallici di eguale sezione e perimetro e di lunghezze l_1, l_2, ... l_n, saldati sul prolungamento l' uno dell'altro. Distinguiamo cogli indici 1, 2, ... n le temperature, le coordinate ed i coefficienti riferentesi ai singoli pezzi. Le equazioni differenziali saranno sempre della forma:

$$\frac{d^2 u_\nu}{dx_\nu^2} + \frac{i\,\sigma_\nu}{k_\nu q}\,\frac{d u_\nu}{d x_\nu} - \frac{p h_\nu}{k_\nu q}\,u_\nu + \frac{i^2\,\omega_\nu}{J\,k_\nu\,q^2} = 0$$

ove ν assume successivamente i valori 1, 2, ... n.

Assumiamo come origine delle coordinate x_1 una delle estremità del conduttore, delle coordinate x_2 il punto di contatto dei conduttori 1, 2 e così via. Supponiamo inoltre le temperature delle estremità eguali a zero.

Per determinare le $2n$ costanti degli integrali delle n equazioni avremo dapprima le due seguenti equazioni:

$$(u_1)_{x_1=0}=0\,, \quad (u_n)_{x_n=l_n}=0\,.$$

Le altre $2n-2$ equazioni necessarie ci vengono fornite dalla considerazione delle temperature e dei flussi e sviluppi di calore nei contatti. L' uguaglianza delle temperature ci dà le $n-1$ equazioni:

$$(u_1)_{x_1=l_1}=(u_2)_{x_2=0}\,, \quad (u_2)_{x_2=l_2}=(u_3)_{x_3=0}\,, \ldots (u_{n-1})_{x_{n-1}=l_{n-1}}=(u_n)_{x_n=0}\,.$$

Indichiamo ora con $P_{1,2}$, $P_{2,3} \ldots P_{n-1,n}$ i coefficienti dell' effetto Peltier nei diversi contatti; come è noto esso è proporzionale all' intensità della corrente. Avremo allora le seguenti $n-1$ equazioni:

$$k_1 \left(\frac{du_1}{dx_1}\right)_{x_1=l_1} - k_2 \left(\frac{du_2}{dx_2}\right)_{x_2=0} = P_{1,2}\frac{i}{q}\,,$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$k_{n-1}\left(\frac{du_{n-1}}{dx_{n-1}}\right)_{x_{n-1}=l_{n-1}} - k_n \left(\frac{du_n}{dx_n}\right)_{x_n=0} = P_{n-1,n}\frac{i}{q}\,.$$

Potremo quindi determinare tutte le costanti di integrazione.

Per dedurre il nostro metodo di misura del coefficiente dell' effetto Peltier consideriamo un caso particolare. Sia il conduttore composto di due soli metalli e sia l'intensità della corrente i tale da riscaldare solo di pochi decimi di grado il conduttore. Allora potremo trascurare l' effetto Thomson e le equazioni precedenti si ridurranno a:

$$0=\frac{d^2U_1}{dx_1^2}-\frac{h_1p}{k_1q}u_1+\frac{i^2\omega_1}{q^2k_1J}\,; \qquad 0=\frac{d^2U_2}{dx_2^2}-\frac{h_2p}{k_2q}u_2+\frac{i^2\omega}{q^2k_2J}$$

colle condizioni:

$$u_1 = 0 \quad \text{per} \quad x_1 = 0, \qquad u_2 = 0 \quad \text{per} \quad x_2 = l_2$$

$$(u_1)_{x_1 = l_1} = (u_2)_{x_2 = 0}$$

$$P\frac{i}{q} = k_1 \left(\frac{du_1}{dx_1}\right)_{x_1 = l_1} - k_2 \left(\frac{du_2}{dx_2}\right)_{x_2 = 0}.$$

Poniamo:

$$C_1 = i^2 \frac{\omega_1}{J q k_1 p}, \qquad C_2 = i^2 \frac{\omega_2}{J q k_2 p}$$

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{h_1 p}{k_1 q}}, \qquad \lambda_2 = \sqrt{\frac{h_2 p}{k_2 q}}.$$

Avremo i seguenti integrali delle equazioni proposte:

$$u_1 = C_1 + A_1 e^{\lambda_1 x_1} + B_1 e^{-\lambda_1 x_1}; \quad u_2 = C_2 + A_2 e^{\lambda_2 x_2} + B_2 e^{-\lambda_2 x_2}.$$

Le condizioni si trasformano allora nelle seguenti equazioni, dalle quali possiamo dedurre le costanti A_1, A_2, B_1 e B_2

$$C_1 + A_1 + B_1 = 0$$

$$C_2 + A_2 e^{\lambda_2 l_2} + B_2 e^{-\lambda_2 l_2} = 0$$

$$C_1 + A_1 e^{\lambda_1 l_1} + B_1 e^{-\lambda_1 l_1} = C_2 + A_2 + B_2$$

$$\lambda_1 k_1 (A_1 e^{\lambda_1 l_1} - B_1 e^{-\lambda_1 l_1}) - \lambda_2 k_2 (A_2 + B_2) = \frac{Pi}{q}.$$

Nel punto $x_2 = 0$ la temperatura sarà espressa dalla semplice formula:

$$u_2 = C_2 + A_2 + B_2.$$

Invertendo la corrente e facendo la differenza delle due temperature stazionarie, solo i termini che contengono $P\frac{i}{q}$ a fattore rimarranno duplicati, mentre gli altri si elideranno.

La differenza delle due temperature stazionarie in questo punto sarà eseguendo i calcoli:

$$(\Delta u_2)_{x_2 = 0} = 2\frac{Pi}{q} \frac{(e^{\lambda_1 l_1} - e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2} - e^{-\lambda_2 l_2})}{N}$$

ove si pose:

$$N = k_1 \lambda_1 (e^{\lambda_1 l_1} + e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2} - e^{-\lambda_2 l_2}) + k_2 \lambda_2 (e^{\lambda_1 l_1} - e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2} + e^{-\lambda_2 l_2}).$$

Vediamo quindi che conoscendo i valori di i, l_1, l_2, λ_1, λ_2, k_1 e k_2 e misurando $(\Delta u_2)_{x_2=0}$ si può dedurre il valore del coefficiente P.

La realizzazione esperimentale delle condizioni supposte nella teoria non presenta alcuna difficoltà. La determinazione dei valori dei coefficienti k_1, k_2 h_1 ed h_2 poi si può eseguire in diversi modi. Specialmente adatto mi parve il seguente metodo, che permetteva di eseguire le misure senza scomporre l'apparecchio. Si invertiva nel nostro conduttore bimetallico periodicamente la corrente, sino che le variazioni delle temperature nei singoli punti del conduttore fossero divenute periodiche. Era allora possibile con un metodo analogo a quello di Ångstrom di calcolare dalle variazioni periodiche di due punti di ciascun conduttore i coefficienti voluti.

Finalmente i valori delle semisomme delle temperature, in due punti equidistanti dalla saldatura per le due differenti direzioni della corrente, valori corrispondenti al caso in cui l'effetto Peltier fosse nullo, ci forniscono altre due equazioni, dalle quali fu possibile di dedurre i valori dei coefficienti ω_1 ed ω_2.

I valori ottenuti esperimentando su di un conduttore di 4 mm. di diametro e composto di due parti, di ferro e di nikel, ciascuna di 8 cm. di lunghezza, saldate ad argento l'una all'altra e percorse da una corrente di 5 amp., sono riuniti nella seguente tabella:

Ferro	$k_1 = 0{,}148$	$h_1 = 0{,}00029$	$\omega_1 = 9640$	$P = 0{,}0139$
Nikel	$k_2 = 0{,}112$	$h_2 = 0.00033$	$\omega_2 = 15930$	

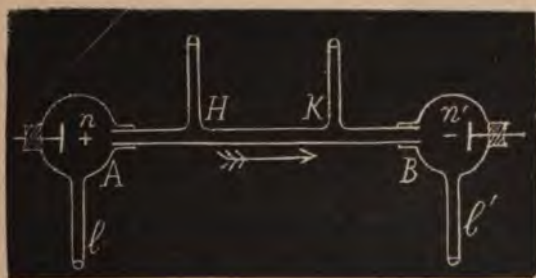
Inoltre come verifica della regolarità con cui avvengono tutti i fenomeni considerati e dell'esattezza del metodo esposto, ho misurata l'energia elettrica dissipata nel conduttore, e calcolato mediante i valori trovati di k_1, k_2, h_1, h_2, ω_1, ω_2 e P, l'equivalente meccanico delle calorie. Ho ottenuto il valore:

$$J = 3{,}95 \,.\, 10^7,$$

trano all' anodo, in senso contrario per quelli che si concentrano al catodo, mentre mancano affatto per gli altri che non variano di concentrazione. Trova inoltre che l' aumento della resistenza è sempre maggiore della diminuzione.

Il Prof. E. H. Hall, di Cambridge, comunica alla *Physical Review* [1]), che esperienze fatte dal sig. J. B. Hayward, con velocità da 8 a 10 cm. per secondo, non hanno dato risultato positivo, e conclude che, se pure esiste, l' influenza del movimento deve essere molto minore di quanto trova il Bosi. Però non descrive il metodo seguito.

Ora a me pare che l' apparecchio del Bosi sia assai bene ideato, e adoprato con tutte le precauzioni e le cure desiderabili, di modo che i risultati delle sue misure devono essere perfettamente attendibili, ma credo che non conducano di nenessità ad ammettere un' influenza diretta del movimento sulla resistenza.

Infatti, sia A B il tubo nel quale scorre l' elettrolita nelle esperienze del Bosi; e siano H, K i punti tra i quali si misura la differenza di potenziale, n, n', i due elettrodi, l, l' i tubi che danno passaggio al liquido.

Noto anzitutto che le conduttività degli elettroliti adoprati dal Bosi (soluzioni in acqua di Zn SO_4 all' 1 %, $CuSO_4$ al 5 %, K_2SO_4 all' 8 %, KNO_3 al 10 %, $KClO_3$ al 4 % in peso), crescono tutte se si aumenta la concentrazione.

E ora suppongo che sia n l' elettrodo positivo e che il liquido si muova da A verso B.

1) Physical Review, Vol. 7, 1898, pag. 246.

Avverrà che se l' elettrolita si concentra all' anodo, spostandosi verso B renderà più concentrata la colonna AB di quando è in quiete, e perciò si avrà *diminuzione di resistenza.*

Se invece all' anodo si produce diluizione, nel tratto AB si avrà una soluzione meno concentrata, e quindi *aumento di resistenza.*

E se l' elettrolita non varia di concentrazione, la resistenza rimarrà *invariata.*

Nello stesso modo si spiegano i fenomeni quando la corrente va in verso contrario al liquido.

Osservo che queste variazioni di resistenza dovrebbero avvenire in senso contrario per soluzioni di $ZnSO_4$, o di altri elettroliti, concentrate oltre al massimo di conduttività.

Che poi l' aumento di resistenza superi sempre la diminuzione, può dipendere dalle condizioni speciali dell' apparecchio, tra le quali noto la seguente: la soluzione più concentrata che si forma intorno ad uno degli elettrodi, seguirà solo in parte il movimento che tende a traspostarla nel tubo AB, mentre l' altra parte scenderà nel tubo verticale l o l'; ciò non può avvenire per la più diluita.

Queste variazioni di concentrazione si evitano o colle grandi velocità impiegate dall' Edlund, o adottando altre disposizioni, come forse avrà fatto il sig. Hayward.

Conchiudo dunque che le osservazioni del Dott. Bosi, benchè esatte, non possono contradire nè ai risultati positivi ottenuti dall' Edlund per velocità grandi, nè a quelli negativi ottenuti dal sig. Hayward per velocità piccole.

Firenze, Istituto di Studi Superiori.
Ottobre 1899.

SUL MODO DI FUNZIONARE DEL COHERER.

Nota del Dott. RICCARDO MALAGOLI.

1. Il Prof. Tommasina di Ginevra è riuscito a dimostrare che il funzionamento del *coherer* non è solamente accompagnato da scintille fra grano e grano della limatura, come Leo Arons [1]) ed io [2]) abbiamo per diverse vie messo in chiaro; ma ancora (fenomeno *molto strano e curioso)* dalla formazione di catenelle conduttrici costituite dai grani stessi, fusi gli uni agli altri dall' azione termica delle scintille [3]).

Per poter osservare queste catene basta dare una disposizione verticale al *coherer*, ed allontanare lentamente gli elettrodi sotto l' azione delle onde elettriche. Queste catene meglio che nell' aria si formano in seno ad acqua distillata; se ne ha sempre *una sola;* si richiede un tempo minore di 1 secondo affinchè si formi, parendo che l' azione delle onde sia progressiva; e la natura del metallo che si adopera sembra tanto più favorire la formazione della catena quanto esso è meno ossidabile.

Il fenomeno è molto più grandioso se in luogo di far agire le onde elettriche, si attacchi direttamente il secondario del rocchetto agli elettrodi del *coherer*. Le catenelle che l'A. chiama allora di *auto-formazione* si ottengono anche senza il contatto iniziale dei due elettrodi colla limatura. Facendo agire il rocchetto di Ruhmkorff che può dare scintille di 35 cm. si vedono *delle catenelle sollevarsi e concorrere, sforzandosi con slanci rapidi a raggiungere la meta*. Ma, anche quì, in meno di un secondo una serie di scintille scoppietta fra i due elettrodi, la catena allora si forma, e cessano istantaneamente i moti delle altre particelle.

2. Ho pensato allora di fare la seguente esperienza che è molto semplice e molto istruttiva.

1) Wiedemann Ann. Bd. 65, 1898, N. 7.
2) Elettricista. Anno 7°, 1898, N. 9.
3) Comptes rendus, 12 Dicembre 1898, 15 Marzo, 1° Maggio e 3 Luglio 1899.

Al fondo d'un bicchiere trovasi un disco metallico comunicante coll' esterno, e sul quale viene depositato meglio che della limatura, dei trucioli di ottone, cascami del tornio, producendoli quanto più è possibile sottili ed appuntati. Introduco nel bicchiere del petrolio o dell' olio di vasellina, e immergo nel liquido una sferetta assai piccola, congiunta con un filo che esce pure dal bicchiere.

Metto al suolo uno qualunque dei due conduttori, e l'altro in contatto di una comune e debole macchina elettrostatica, cioè che dà un potenziale non superiore a 80 unità elettrostatiche.

Se la distanza dalla sferetta al disco è piuttosto grande allora si produce la scarica convettiva della pallina pei moti di attrazione e successiva repulsione dei trucioli, conformemente alla antica esperienza detta della *danza elettrica*. Un galvanometro con una pila in serie che mettono capo da un lato al filo del disco e dall' altro a quello della pallina mostra di trovarsi a circuito aperto anche durante la scarica.

Se si diminuisca la distanza fra disco e pallina fino a circa 2 cm., accade che mentre colla messa in marcia della macchina elettrica, si forma inizialmente il moto convettivo di tutta la massa dei trucioli, arriva un istante in cui una scintilla scocca fra pallina e disco, seguendo una serie di trucioli che salda in catena; tutti gli altri pezzetti accennano tosto a cadere e cadono sul disco, e il galvanometro ha una violenta deviazione permanente.

3. Questo è il fenomeno fondamentale su cui sono basati i risultati ottenuti dal Tommasina. Non ha bisogno di spiegazioni; si tratta dell' induzione elettrostatica; e poichè la catenella metallica equilibra il potenziale fra pallina e disco, si annulla il campo elettrico in seno al liquido; nessuna altra azione induttiva e ponderomotrice può venire esercitata sui trucioli, cosicchè la catenella rimane *unica*.

Quanto alla natura del metallo, più che il grado di ossidabilità sarà in gioco il grado di fusibilità; ma non essendo possibile avere dei trucioli di diversi metalli di egual peso o volume bisognerà tener conto del peso e durezza dei metalli stessi. Così le catene si formano agevolmente anche usando il

ferro in trucioli, mentre il Tommasina adoprando il ferro in limatura immerso nell'acqua lo aveva trovato pochissimo o punto adesivo.

Quanto al tempo necessario perchè la catena si formi, è evidente che esso deve dipendere dalla possibilità che in causa dei moti convettivi nello spazio compreso fra gli elettrodi di questo *coherer* venga a trovarsi una serie di grani fra loro a tali distanze che possa verificarsi, colla differenza di potenziale usata, una scintilla. Il Tommasina ha infatti trovato che il tempo scema col crescere della differenza di potenziale, e col diminuire della distanza degli elettrodi; ma esso dipende altresì dalle dimensioni dei trucioli usati come ho potuto constatare. Anzi colle limature in genere, ed ancora più colle più sottili, non è possibile che di rado osservare la formazione della catena, a meno che non si tengano gli elettrodi fra loro assai vicini.

Usando un liquido avente una forte resistenza d'isolamento e poca viscosità come il petrolio, il fenomeno avviene naturalmente molto meglio che non coll'acqua distillata, di cui si è servito quasi esclusivamente il Tommasina. Si comprende inoltre perchè usando l'acqua potabile o quella che contenga anche delle traccie di acido il Tommasina non ha potuto osservare la formazione della catena: è la conducibilità che impedisce al campo elettrico di assumere pure inizialmente dei valori di qualche entità. Operando nell'aria il fenomeno avviene con grande difficoltà; ciò deve spiegarsi ritenendo che l'azione scaricatrice delle punte della limatura sia capace di vincerla sul potere isolante del mezzo gasoso.

È inutile aggiungere, che anche sperimentando col rocchetto d'induzione, ho potuto vedere confermate tutte le precedenti circostanze.

4. Questa esperienza con un campo elettrico a direzione fissa, completa dunque le eleganti ricerche del Tommasina istituite per osservare ingrandito il fenomeno che si svolge fra i granelli di polvere metallica nei *coherer*. Per essi non occorre tempo apprezzabile affinchè i moti convettivi rendano possibile lo scoccare di scintille; questi moti però debbono iniziarsi anche sotto l'azione di campi a rapidissime inversioni,

movendosi sui granelli le cariche indotte, e ciò deve portare ad una maggiore compattezza della polvere qualora non esistessero già le distanze sufficienti per la scarica luminosa come in un *quadro scintillante.* E le citate esperienze di Arons, che osservava al microscopio il comportamento della polvere metallica, hanno appunto messo in vista dei movimenti bruschi dei granelli, che l'Arons mostra attribuire all'azione termica delle scintille, ma che trovano la loro naturale spiegazione anche nei moti convettivi della *danza elettrica.*

Trova infine la sua spiegazione il fatto che nel funzionamento del *coherer* gli elettrodi sembravano esercitare un ufficio molto importante; è in essi che, colpiti da linee di forza magnetica a sensibile differenza di fase, le onde elettriche determinano un salto di potenziale, mentrechè fra grano e grano, per la grande vicinanza, la differenza di potenziale sarà estremamente piccola.

Quanto alle esperienze di E. Auerbach [1]) che ha ottenuto la riduzione di resistenza di polveri metalliche colle vibrazioni di un corista appoggiato sul tavolo, e che pensava a basare su ciò una teoria meccanica del funzionamento del *coherer,* dovremo ora ritenere [come già pensava lo stesso Calzecchi [2]), che pure aveva osservato questo fatto], che il fenomeno sia dovuto ad una migliore compattezza assunta dalla polvere come accadrebbe con un aumento di pressione.

Complessivamente [3]) risulta dunque che le idee del Lodge [4]) sul modo di agire delle onde elettriche sulle polveri metalliche, che lo portarono al nome di *coherer*, sono completamente conformi alla realtà.

Modena, Agosto 1899.

---

1) Wiedemann Ann. Bd. 64, pag. 611; Journal de Phys. Luglio 1898.
2) Nuovo Cimento, serie 3., vol. 16, pag. 60.
3) Vedansi ancho le recentissime esperienze di Th. Sundorph. Wiedemann Ann. Bd. 68, pag. 594.
4) The Work of Hertz-Nature, vol. 50, pag. 133.

SULLA SOSTITUZIONE DELL'AZIONE MAGNETICA ALL'AZIONE MECCANICA DEL TREMBLEUR, PER ROMPERE DIRETTAMENTE LE CATENE DI LIMATURA DEI COHERER,

di T. TOMMASINA [1]).

I *coherer* sensibilissimi del Marconi contengono della limatura di nichel con traccie di limature di argento; si ottengono pure degli eccellenti radioconduttori adoperando limature di cobalto, ferro e acciaio.

In questi differenti casi avvicinando al coherer una calamita la limatura viene attratta in blocco o solo in parte e la conducibilità sparisce immediatamente.

Ci si può giovare di questa osservazione per rendere automaticamente ai coherer la loro sensibilità, senza il soccorso del *trembleur*. Questo si può ottenere ponendo un elettrocalamita con uno dei suoi poli qualche millimetro al di sotto del coherer tenuto orizzontalmente, e inserendo nel circuito del coherer, un accumulatore, una resistenza e il relais, il quale serve per aprire e chiudere il circuito dell' elettrocalamita.

Una volta regolati questi apparecchi, il ricevimento dei segnali è perfetto, con tubi contenenti limature di ferro, cobalto e nichel.

Il movimento della limatura è visibile e di una precisione rimarchevole.

Questi resultati realizzano, dal punto di vista della regolarità del funzionamento, un miglioramento importante per la telegrafia senza fili.

---

1) Dai Comptes Rendus, tomo 128, pag. 1225.

SULLE VARIAZIONI DELL' EFFETTO PELTIER IN UN CAMPO MAGNETICO,

di A. POCHETTINO [1]).

Fra le più notevoli relazioni che legano il magnetismo cogli altri fenomeni fisici una delle più interessanti è certamente quella segnalata per la prima volta da Lord Kelvin [2]): ossia l' influenza della magnetizzazione sulle proprietà termoelettriche del ferro e dell' acciaio. Le esperienze di Lord Kelvin sono però puramente qualitative; le prime misure sull'argomento sono quelle di Stroubal e Barus [3]) i quali studiando una coppia ferro-rame magnetizzata longitudinalmente da un campo di 35 unità (C. G. S.) trovarono che la forza elettromotrice era maggiore nel campo che fuori di esso. Dopo Stroubal e Barus, Chassagny [4]) eseguì un' estesa serie di esperienze costatando che è bensì vero che la forza elettromotrice di una coppia ferro-rame, posta in un campo magnetico, varia al variare dell' intensità del campo, ma mentre da principio cresce fino ad un massimo per un campo di 55 unità, decresce poi in seguito al crescere dell' intensità del campo.

La ricerca più completa su questo argomento è senza dubbio quella di Houllevigue [5]); egli con numerosissime ed accurate esperienze arriva alla seguente conclusione: la forza elettromotrice di una coppia ferro-rame viene modificata da un campo magnetico, cresce dapprima fino ad un massimo e ritorna al suo valore normale in un campo di 350 unità e finalmente decresce.

Noi abbiamo cercato di constatare quale influenza abbia la magnetizzazione longitudinale sul valore dell' effetto Peltier in una saldatura ferro-rame e di vedere fino a qual punto i nostri risultati si accordino con quelli che si possono dedurre dalle

1) Dai Rend. della R. Accad. dei Lincei, vol. 8°, ser. 5., fasc. 2, 2° sem., 1899.
2) Phyl. Trans. L. R. S. pag. 722, 1856.
3) Wied. Ann., 14, pag. 54, 1881.
4) C. R. 116, pag. 977, 1893.
5) Ann. de Chim. et de Phys. (7), 7, pag. 495, 1896.

esperienze di Houllevigue mediante la nota formula di Thomson che lega il coefficiente dell' effetto Peltier al valore della forza termoelettromotrice fra due metalli. Fra i metodi finora escogitati per la misura del coefficiente dell' effetto Peltier si scelse, come più adatto per queste esperienze, quello ideato dal sig. Straneo e da lui pubblicato nella Nota [1]) *Sulla temperatura di un conduttore lineare bimetallico.* Non staremo qui a ripetere come il sig. Straneo arrivi alla misura del coefficiente dell' effetto Peltier mediante la considerazione di tutti i fenomeni termici che si producono in un conduttore lineare composto da due metalli, percorso da una corrente di data intensità, ossia: propagazione del calore nell' interno causata dalle conducibilità calorifiche interne, flusso di calore verso l' esterno attraverso la superficie di contatto coll' aria ambiente, effetto Joule, effetto Thomson, effetto Peltier. Si riporterà solo la formula finale ricordando che essa vale nel caso di un conduttore cilindrico composto di due metà uguali di diverso metallo, di cui le due estremità siano mantenute ad una temperatura fissa che si assume come origine, temperatura che si ammette essere uguale a quella dell' ambiente esterno, e nell' ipotesi che le variazioni massime di temperatura si limitino a pochi gradi di modo che si possa trascurare l' effetto Thomson.

La temperatura del conduttore così considerato tende, al crescere del tempo, ad uno stato stazionario; chiamando ΔU la differenza fra due temperature stazionarie nella saldatura per due direzioni opposte della corrente riscaldante, si giunge alla formula:

$$\Delta U = 2\frac{Pi}{q}\frac{(e^{\lambda_1 l_1}-e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2}-e^{\lambda_2 l_2})}{k_1\lambda_1(e^{\lambda_1 l_1}+e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2}-e^{-\lambda_2 l_2})+k_2\lambda_2(e^{\lambda_1 l_1}-e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2}+e^{-\lambda_2 l_2})}$$

dove P è il coefficiente dell' effetto Peltier, q è la sezione comune alle due metà del conduttore, i è l' intensità della corrente riscaldante, k_1 e k_2 sono rispettivamente le conducibilità

1) Rend. Acc. Lincei, 1898, 1° sem., pag. 346

termiche interne dei due metalli di cui si compone il conduttore, l_1 l_2 le loro rispettive lunghezze e

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{h_1 p}{k_1 q}} \qquad \lambda_2 = \sqrt{\frac{h_2 p}{k_2 q}}$$

essendo h_1 e h_2 le conducibilità termiche esterne dei due metalli e p il loro comune perimetro. Dalla (1) si ha

$$(2)\quad P = \frac{q\Delta U[k_1\lambda_1(e^{\lambda_1 l_1}+e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2}-e^{-\lambda_2 l_2})+k_2\lambda_2(e^{\lambda_1 l_1}-e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2}+e^{-\lambda_2 l_2})]}{2i(e^{\lambda_1 l_1}-e^{-\lambda_1 l_1})(e^{\lambda_2 l_2}+e^{-\lambda_2 l_2})}$$

formula che permette il calcolo di P in funzione di k_1, k_2, h_1, h_2, i, q, p, ΔU.

Per realizzare le condizioni ai limiti richieste dallo sviluppo del sig. Straneo e far avvenire il fenomeno in un campo magnetico uniforme si operò così:

Il conduttore era formato da due cilindretti, uno di rame e uno di ferro chimicamente puri, saldati ad argento sul prolungamento l' uno dell' altro; le sue due estremità erano saldate a due cassette di rame munite di convenienti tubulature onde far circolare in esse dell' acqua corrente; l' aria circondante la superficie del conduttore era completamente avvolta da un doppio involucro cilindrico in ferro vicinissimo ad essa; fra le due pareti di questo doppio cilindro si poteva far correre la stessa acqua delle cassette di rame. Attorno alla cassetta di ferro era avvolto il filo accuratamente isolato formante un' elica magnetizzante composta da cinque strati di filo ed estendentesi lungo tutta la lunghezza del conduttore; il filo era tale da poter esser percorso anche da una corrente di 25 Ampère senza essere quasi riscaldato. La corrente riscaldante era fornita da due accumulatori accoppiati, mediante apposito commutatore poteva essere invertita, e veniva misurata mediante un amperometro ordinario: la corrente magnetizzante veniva data da una batteria di 12 accumulatori.

Le misure di temperatura erano eseguite mediante una piccolissima pila termoelettrica, una saldatura della quale era fissata nella saldatura ferro-rame e l' altra era messa in una provetta di vetro immersa, mediante apposita tubulatura, nel-

l' acqua corrente della cassetta di ferro avvolgente il conduttore.

Veniamo ora alle singole misure e alle precauzioni da usarsi nelle medesime.

Cominciamo dalla determinazione delle conducibilità termiche interne ed esterne dei due metalli. Trattandosi di quantità che variano da pezzo a pezzo dello stesso metallo, occorreva conoscerle proprio per i due cilindretti con cui si voleva sperimentare. A ciò provvide un metodo ideato dallo stesso Straneo e da lui pubblicato nella Nota: *Sulla determinazione simultanea delle conducibilità termiche ed elettrica dei metalli a varie temperature* [1]), metodo che riusciva molto comodo, giacchè con esso si misuravano queste quantità nello stesso campo magnetico in cui poi si effettuavano le esperienze.

Una questione che si presenta subito qui è la seguente: La conducibilità termica interna e forse l' esterna vengono modificate dalla magnetizzazione; ora, trattandosi di misurare l' effetto Peltier in un campo magnetico, con un metodo che richiede la nozione esatta di quelle costanti, non bisognerà forse tener conto delle loro variazioni nella misura di P? Per rispondere a questa domanda basta vedere quale influenza esercitino sul valore misurato del coefficiente dell' effetto Peltier piccole variazioni nelle k. Derivando opportunamente la (2) e sostituendo alle varie costanti i loro valori approssimati, si vede che una variazione del valore di k per il ferro quale viene causata da una magnetizzazione longitudinale non ha alcuna influenza sensibile sul valore di P.

Le pile termoelettriche dovendo avere contemporaneamente una discreta sensibilità e una completa indifferenza rispetto al campo magnetico, furono costruite con fili sottilissimi di argentana ed argento. Dette pile venivano fissate a stagno per una saldatura al punto di unione dei due metalli componenti il conduttore. La calibrazione della pila avveniva senza dissaldarla, mediante un buon termometro; si operava così: si lasciava correre l' acqua nelle cassette per un certo tempo finchè si poteva esser sicuri che la saldatura ne avesse

1) Rend. R. Accad. dei Lincei 1898, 1° sem, pag. 197.

assunto la temperatura, e poi si riscaldava in modo noto l'altra saldatura libera, riscaldando colla mano la provettina di vetro piena di glicerina in cui essa era immersa, e che, nelle misure ordinarie, era fissata in modo da trovarsi per due terzi immersa nell' acqua della cassetta centrale.

La misura dell' intensità del campo magnetico nel punto della saldatura veniva effettuata mediante il noto metodo delle scariche indotte osservate al galvanometro balistico; la bobina adoperata era piccolissima e costruita in modo da poter essere adattata molto vicina al conduttore bimetallico nell' interno dell' elica magnetizzante.

Con questo metodo si aveva il vantaggio di compiere tale misura senza spostare tutto l' apparecchio e senza dover supporre la corrente magnetizzante costante, cosa di cui non si sarebbe stati sicuri nel caso che si fosse dovuto interrompere la corrente per un certo tempo onde disporre altrimenti l' apparecchio; di più non era necessario conoscere l' intensità della corrente magnetizzante.

Dalle misure ottenute si può concludere:

I. Il valore del coefficiente dell' effetto Peltier varia colla magnetizzazione; cresce dapprima fino ad un massimo valore 0,008968 corrispondentemente a un campo di 98 unità, poi decresce, ripassa pel suo valore normale in corrispondenza a un campo di 345 unità circa.

II. La formula dedotta dalle esperienze di Houllevigue colla formula di Thomson non rappresenta bene il fenomeno che fino a un campo di 700 unità.

III. La variazione del valore di P è indipendente dalla direzione della magnetizzazione. Infatti da esperienze appositamente istituite si vide che, raggiunta la temperatura stazionaria, le condizioni termiche del conduttore non mutavano affatto rovesciando la corrente magnetizzante.

LIBRI NUOVI

LA LIQUÉFACTION DES GAZ,
di J. CAURO.

(Paris, Gauthier-Villars, edit., 1899)

Dopo aver ricordato le proprietà generali dei fluidi, seguendo all' incirca una memoria dell' Amagat (V. *Les actualités chimiques*, maggio 1897), l' autore espone i metodi di liquefazione e dà un cenno del laboratorio criogeno di Leyda, che il Kuenen descrisse già con molti dettagli, fra gli altri, nella *Revue Générale des Sciences*.

Passando poi alle applicazioni dei gas liquefatti, si dà un rapido sguardo alle macchine industriali; ma non si risparmia a chi volesse acquistarne una esatta idea di ricorrere al manuale del De Marchena od al trattato del Prof. Lorenz di Halle, pubblicato dallo stesso benemerito editore. Segue un succoso capitolo storico, e un indice delle applicazioni scientifiche e industriali dei gas liquefatti. Compiono il capitolo sulla teoria dei fluidi alcune note sull' esperienze di Andrews, Drion, Amagat, alla fine del volume. Il quale, sebbene non consti che di 79 pagine, può riuscire di utilità a chi desideri mettersi con poca fatica al corrente di quanto fu fatto sull' argomento.

R. PITONI.

PRINCIPES ET PRATIQUE D'ART EN PHOTOGRAPHIE - LE PAYSAGE,
per FÉDÉRIC DILLAYE.

(Paris, Gauthier-Villars, edit., 1899).

È un corso di sei lezioni o conferenze, tenute dall'A. per incarico della Società francese di fotografia, che desta fin dalle prime pagine un interesse grandissimo ed è molto utile a chiunque, per diletto o per industria, si dedica alla fotografia.

Alcuni principi generali di prospettiva, che è, per così dire, l' A B C delle arti grafiche, sul punto di veduta, sul

punto di sfuggita, sulla deformazione apparente delle linee formano l'argomento della prima lezione. Dopo, l'A. entra veramente in materia, e spende le rimanenti lezioni a trattare, con speciale competenza, della composizione, della luce, dei rivelatori che convengono ad uno sviluppo artistico, degli effetti, o, in altre parole, del chiaro-scuro.

Dopo aver letto queste sei lezioni, si sente il rammarico di non avervi potuto assistere tanto per l'argomento intorno a cui si aggirano, quanto per lo stile spigliato, molto spesso brillante.

L'edizione, non occorrerebbe neppur dirlo sapendo chi ne è stato l'editore, è accuratissima e adorna di splendide incisioni; la stampa nitida e bella, su ottima carta.

M. ALLEGRETTI.

LES GAZ DE L'ATMOSPHERE,

per WILLIAM RAMSAY,

tradotto dall'inglese da GEORGES CHARPY.

(Paris, Georges Carré et C. Naud, edit., 1898).

È sempre difficile, nello stato attuale della scienza, di spiegare chiaramente alle persone sprovviste di vaste cognizioni scientifiche i ragionamenti, che permettono di arrivare a conclusioni relative alla natura della materia.

Questa difficoltà è stata vinta nella presente interessantissima opera, per modo che ognuno può seguire, con sommo diletto, tutti i tentativi per svelare la costituzione atmosferica, e le teorie sulla costituzione stessa, da Boyle, Mayow e Hales (sec. XVII), fino alla scoperta dell'argon, dovuta a Lord Rayleigh e al Prof. William Ramsay stesso.

Dei sette capitoli in cui è diviso il volume, i primi quattro sono occupati dalla parte storica, gli altri tre hanno per argomento l'*argon*, le sue proprietà e il posto che occupa fra gli elementi.

È un'opera questa che non può fare a meno di aver incontrato e d'incontrare un grande favore fra tutti i cultori

della scienza per l' interesse del soggetto, non solo, ma anche, come coefficiente non ultimo di successo, per l' edizione veramente di lusso. M. ALLEGRETTI.

DIX LEÇONS DE PHOTOGRAPHIE,
par E. TRUTAT.

(Gauthier-Villars, edit., Paris, 1899).

È un volumetto di circa 200 pagine, edito con molta cura ed eleganza, nel quale l'A. ha raccolto alcune sue lezioni di fotografia fatte a Tolosa.

In esso l'A., dopo aver accennato all' origine ed allo sviluppo della fotografia, indica i risultati fino ad ora ottenuti e tratta del materiale ad essa necessario, degli obbiettivi e dell' azione chimica della luce. Con molta precisione e competenza, espone i metodi antichi e moderni, mostrando i difetti di quelli ed i vantaggi di questi, trattenendosi specialmente sulla preparazione delle lastre con gelatina al bromuro. Quindi parlando della ricerca del soggetto indica gli obbiettivi da usarsi nei vari casi ed insiste nel dimostrare quanto sia necessaria alla fotografia, l' applicazione delle regole dell' arte.

Descrive finalmente i metodi migliori per lo sviluppo delle negative e la tiratura delle positive, e nell' ultima lezione, dopo aver largamente esposto i vari processi fotomeccanici applicati alla incisione ed alla fotolitografia, termina con un breve accenno alla fotocromia.

L'A., oltre ad esporre a larghi tratti la storia dei progressi della fotografia, ha saputo così bene riunire la trattazione teorica dei vari argomenti ad una esposizione chiara e minuta dei migliori e più moderni metodi pratici, da render questo libro interessantissimo e degno di esser raccomandato.

P. G. MELANI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXVIII, Marzo e Aprile 1899.

BERTHELOT D. *Sopra una semplice relazione che dà il peso molecolare dei liquidi in funzione delle loro densità e le loro costanti critiche* (pp. 606-609). — Essendo d la densità di un corpo liquido alla temperatura T, M il suo peso molecolare, T_c la sua temperatura critica assoluta, p_c la sua pressione critica l'A. stabilisce la formula seguente

$$M = 11{,}4\, d \frac{T_c}{p_c\left(2 - \frac{T}{T_c}\right)}.$$

Facendo una comparazione fra i pesi molecolari dei diversi corpi, trovati con questa formula, e i pesi molecolari che resultano dalla formula chimica, l' A. trova resultati abbastanza concordi; le piccole differenze che vi esistono dipendendo in gran parte dall' incertezza sulle pressioni critiche.

AMAGAT E. H. *Saggio di una nuova forma della relazione* $f(p\, v\, t) = 0$; *caso dello stato di saturazione* (pp. 649-653). — L'A. riferendosi alla relazione trovata in un suo lavoro precedente [1]) studia ora il modo di rendersi conto del grado di approssimazione di questa nel caso i cui dati siano relativi allo stato di saturazione.

FÈRY C. *Sul massimo di sensibilità dei galvanometri a quadro mobile* (pp. 663-666). – L'A. avendo bisogno, in una serie di ricerche di misurare debolissime intensità col mezzo d' un galvanometro Dépretz-D'Arsonval, determina il rapporto $\frac{r'}{r}$ delle resistenze del filo di torsione e del rocchetto, che mette l' apparecchio nelle condizioni di massima sensibilità. Distingue tre casi: nel 1° caso $r' =$ cost, trova che il massimo cercato ha luogo quando $r = r' + \rho$ dove ρ è la resistenza interna della sorgente di elettricità. Nel 2° suppone $r =$ cost e trova il massimo quando $r' = \infty$. Nel 3° suppone $r + r'$ dato ed uguale ad R e trova che la condizione di massimo è per $r' = 2\,r$. I casi 1° e 3° sono i soli interessanti nella pratica. A cagione però di parecchie cause

1) Nuovo Cimento, t. 10,

perturbatrici, in special modo per il magnetismo del rame del rocchetto, segnalato da Lippmann, non bisogna credere che si possa tanto facilmente aumentare la sensibilità del galvanometro.

TOMMASINA T. *Sopra un coherer sensibilissimo, ottenuto per il semplice contatto di due carboni, e sopra la costatazione d' extra-correnti, indotte nel corpo umano dalle onde elettriche* (pp. 666-667). — L'A. spiega innanzi tutto i vantaggi dei coherer a polvere di carbone su quelli a limatura metallica, indi dà le ragioni che lo hanno indotto a costruire un tipo di coherer a carboni della più grande sensibilità. Per ciò ha introdotto in ciascuna estremità di un tubo di vetro di $0^m,02$ di diametro e di $0^m,12$ di lunghezza, un carbone cilindrico di lampada ad arco di 7 mm. di diametro coll' estremità arrotondate. I due carboni sono imperniati nel tubo per mezzo di due tappi di cautchouc ed in leggero contatto fra di loro.

Occorre un certo tempo per eccitarli ma una volta regolati si ha un coherer sensibilissimo e stabile. L'A. servendosi di questo coherer ha potuto costatare delle extra-correnti indotte nel corpo umano dalle onde elettriche.

BLONDEL A. *Sugli archi a correnti alternate dissimetriche fra metalli e carboni* (pp. 727-731). — Il Lang e lo Schulka hanno mostrato, rispettivamente per il ferro e l' alluminio che un arco prodotto fra un elettrodo di metallo e un elettrodo di carbone per mezzo di una f. e. m. alternata, sembra essere la sede d' una corrente continua (denominazione molto impropria) nel senso metallo-carbone. La causa di ciò è stata in parte spiegata da Lichberg e Kallir. L'A. si propone di studiare più completamente le condizioni di questa dissimetria con l' aiuto di alcuni oscillografi che rendono facilissimo il tracciamento esatto delle curve.

PELLAT H. *Dell' aumento dell' intensità media della corrente per l' introduzione del primario del rocchetto, nel caso dell' interruttore elettrolitico di Wehnelt* (pp. 732-734). — L'A. studiando l' interruttore elettrolitico Wehnelt ha segnalato un fatto abbastanza interessante. Posti nel circuito primario di un rocchetto che dava 25 mm. di scintilla, l' interruttore elettrolitico e un amperometro Carpentier, l'A. ha costatato che l' intensità media della corrente è più forte, e talora considerevolmente, nel caso in cui il circuito contiene il primario del rocchetto, di quando il circuito è chiuso senza che il primario ne faccia parte. L'A. cita varie esperienze atte ad illustrare maggiormente il fenomeno, cercando poi di spiegarlo analiticamente.

BECQUEREL H. *Nota su alcune proprietà dell' irraggiamento dell' uranio e dei corpi radio-attivi* (pp. 771-777). — L'A. dopo aver rammentato il suo lavoro sull' irraggiamento dell' uranio ese-

guito nel 1897, e gli altri lavori che seguirono questo di Lord Kelvin, Beattie, Smoluchowski ed altri, si propone in questo di riassumere i resultati che si possono dedurre dall' esame di parecchie centinaia di clichés fotografici ottenuti da lui in tre anni, e che mostrano come questo fenomeno d' irraggiamento, sia molto complesso. L'A. esperimentando con altri corpi come il polunium e il radio, mostra come l' irraggiamento di questi corpi si polarizza. S' intrattiene poi sulla riflessione, la rifrazione, e l' assorbimento per parte di queste radiazioni. Riassumendo conclude che l' irraggiamento dei corpi radio-attivi presenta dei caratteri che si rassomigliano più ai raggi X che a quelli della luce ordinaria.

NEGREANO D. *Sopra gli elementi magnetici in Rumania al 1° Gennaio 1895* (p. 813). — L'A. ha eseguite delle determinazioni sugli elementi magnetici in Rumania nello scopo di costruire la carta magnetica del paese.

NEGREANO D. *Una quistione di priorità relativamente alla relazione* $\frac{k-i}{(k+2)d}$ = cost *fra la costante dielettrica e la densità* (pp. 814-815). — L'A. riferendosi al suo lavoro sulle costanti dielettriche di diversi liquidi isolanti, pubblicato nel 1887 sui *Comptes rendus*, in cui aveva trovato questa formula nota come questa era stata trovata già nel 1880 da Lorentz e prima ancora da Mossotti e Clausius, sotto i nomi dei quali è appunto conosciuta.

PELLAT H. *Sull' interruttore di Wehnelt* (pp. 815-817). — L'A. in questa Nota espone un fenomeno curioso presentato dall' interruttore elettrolitico.

LONDE A. *Sopra un nuovo apparecchio destinato all' orientazione delle radiografie e alla ricerca dei corpi estranei* (pp. 817-818). — L'A. posto il principio che una radiografia, per essere esatta deve essere orientata ha costruito un *radioscopio esploratore* che soddisfa a questa condizione e permette ancora di determinare la profondità dei corpi estranei.

UMBERT G. *Trasformazione del cannocchiale di Galileo in strumento stadimetrico* (pp. 819-820). — L'A. ha trasformato i binocoli di Galileo in apparecchi stadimetrici col mezzo di un reticolo a tratti paralleli nettamente visibili. È uno strumento semplice, poco costoso, comodo, utile ai touristes, come agli ufficiali di terra e di mare.

BERTHELOT D. e SACERDOTE P. *Sopra i miscugli dei gas, e la compressibilità dei miscugli gassosi* (pp. 820-822). — Gli A. determinano in questa Nota, servendosi di un apparecchio già uti-

lizzato dal Berthelot [1]), la compressibilità dei miscugli gassosi fra 1 e 2 atmosfere.

NEGREANO D. *Metodo rapido per la determinazione del calore specifico dei liquidi* (pp. 875-876). — Il principio del metodo consiste nella comparazione dei tempi necessari per elevare di un medesimo numero di gradi, dei volumi uguali di acqua e di un liquido qualunque, quando sono scaldati per il passaggio di una stessa corrente elettrica.

WEISS P. *Sull' impiego delle frangie di diffrazione alla lettura delle deviazioni galvanometriche* (pp. 876-877). — Praticamente uno specchio di 1 cm. di diametro permette d' apprezzare con certezza un' angolo di cinque secondi, e poichè l' angolo descritto dal raggio luminoso è uguale al doppio della deviazione, sono dunque 2,5 secondi che rappresentano il più piccolo angolo osservabile.

L'A. con un dispositivo semplice, servendosi delle frangie di diffrazione prodotte dallo specchio, diminuisce notabilmente questo limite.

BLONDEL A. *Sull' interruttore elettrolitico Wehnelt* (pp. 878-879). — L'A. studiando il funzionamento di questo interruttore, cerca di spiegare con alcune esperienze come l' aumento della forza elettromotrice, agendo sopra un circuito di composizione variabile, può accrescere la frequenza.

BRANLY E. e LE BON G. *Sull' assorbimento delle onde hertziane per parte dei corpi non metallici* (pp. 879-883). — Sappiamo che una cassa metallica ermeticamente chiusa offre un ostacolo assoluto al passaggio delle onde hertziane anche se le sue pareti non hanno che qualche millimetro di spessore.

Gli A. si propongono di estendere le medesime ricerche sulla trasmissione delle onde elettriche attraverso i corpi non metallici. Esperimentando con dei blocchi di cemento e di pietra di vari spessori, e con una cassa di sabbia trovano che l' *opacità* per le onde hertziane delle sostanze non metalliche su cui hanno adoperato dipende: 1.° dalla loro natura, 2.° dal loro spessore, 3.° dal loro grado di umidità: coll' aumentare dello spessore e dell' umidità aumenta l' opacità della sostanza alle onde elettriche.

BOUDREAUX E. *Sopra l' ottenimento degli spettri elettrici mostranti le linee di forza d' un campo elettrico nell' aria* (pp. 882-883). — L'A. servendosi di polveri semi conduttrici è riuscito ad ottenere sopra una lastra omogenea di vetro (affatto conduttrice) degli spettri elettrici.

1) Comptes rendus, 13 Giugno 1898.

I conduttori che determinano il campo sono situati sulla faccia superiore od inferiore della lastra di vetro e in comunicazione con una macchina elettrica. I corpi che hanno dato migliori resultati sono il diamidofenolo cristallizzato in piccoli aghi di due o tre mm. di lunghezza, e le polveri di zucchero, sughero e sambuco.

Blondlot R. *Produzione di forze elettromotrici per lo spostamento nel seno di un liquido sottoposto all' azione magnetica di masse di conduttività differenti* (pp. 901-904). — L'A. segnalato il fenomeno, lo spiega poi analiticamente.

Le Roy A. *Sopra l' azione di un aumento o di una diminuzione di pressione sull' interruttore elettrolitico* (p. 925). — L'A. esperimenta che se con un artificio si viene a diminuire o ad aumentare la pressione dell' atmosfera gassosa del vaso nel quale è posto l' elettrolito, si constata che una diminuzione di pressione provoca l' arresto dei fenomeni d' interruzione della corrente impedendo i fenomeni di calefazione al catodo, e che un aumento di pressione dà luogo ai medesimi resultati, lasciando accumulati al catodo i gas elettrolitici.

Bary P. *Qualche condizione sul funzionamento dell' interruttore elettrolitico di Wehnelt* (pp. 925-927). — Nell' impiego dell'interruttore elettrolitico Wehnelt, si hanno tre fenomeni distinti che dipendono per un anodo di platino dato, dalla selfinduzione del circuito, dalla sua resistenza e dalla forza elettromotrice impiegata.

Con una differenza di potenziale debole si osserva semplicemente l' elettrolisi dell' acqua. Se si aumenta la differenza di potenziale, il fenomeno cangia bruscamente; i gas che si formano intorno l' anodo divengono luminosi, senza che il platino arrossisca producendo un rumore caratteristico: questo fenomeno osservato da Fizeau e Foucault è quello che è stato utilizzato da Wehnelt per il suo interruttore. Infine aumentando la f. e. m. il rumore cessa; i gas non sono più luminosi, ma il platino arrossa nel liquido.

Si può sostituire alla soluzione solforica, una soluzione di potassa: l' esperienza ha mostrato all' A. che tutti i corpi, di cui l' elettrolisi dava un semplice sviluppo di ossigeno al polo + potevano essere indifferentemente impiegati. Nelle sue esperienze l'A. si è servito di una soluzione di cloruro di ammonio nell'acqua, e ha misurato la frequenza osservando l' anodo con uno specchio girante. L'A. trova che perchè il fenomeno di Fizeau e Foucault si produca bisogna che la differenza di potenziale sia compresa fra i valori massimo e minimo al di fuori dei quali si ha il fenomeno di Violle o l' elettrolisi semplice.

La tensione minima è tanto più debole quanto più la selfinduzione del circuito è grande, mentre la tensione massima cresce con la selfinduzione del circuito, di tal sorte che i limiti fra i quali si osserva il fenomeno delle interruzioni si ravvicinano quando il coefficiente di selfinduzione diminuisce; per una selfinduzione nulla non si produce per alcun valore della tensione il fenomeno di Fizeau, e si passa ai fenomeni dell'elettrolisi semplice o a quello di Violle e Chassagny.

L'A. proponendosi infine di determinare l'influenza della pressione sulla frequenza, trova che questa diminuisce col crescere della pressione.

Colòman de Szily. *Sulla variazione della resistenza elettrica dei metalli e delle loro leghe, dovuta alla torsione* (pp. 927-930). — L'A. espone i resultati di un gran numero di misure, che mostrano che la resistenza elettrica va aumentando con l'angolo di torsione; ma non però proporzionalmente a quest'angolo ma molto di più. L'A. ha esaminato pure se la resistenza elettrica del filo torto resta costante o varia col tempo e ha potuto costatare che diminuisce lentamente. L'A. ha eseguito le sue esperienze adoprando dei fili di costantan, nichelina, maillechort e rame.

Lefebvre P. *Punti correlativi dei punti di Bravais* (pp. 930-933). — L'A. dimostra che in un sistema ottico centrato esistano dei punti dotati di proprietà interessanti, la di cui esistenza è correlativa di quella dei punti di Bravais.

Henry C. *Actino-fotometro fondato sopra delle relazioni fra lo splendore del solfuro di zinco fosforescente, l'intensità o la natura delle sorgenti eccitatrici* (pp. 941-943). — Un buon actinometro per la fotografia deve 1.° misurare tutte le radiazioni che riducano la gelatinabromuro d'argento. e queste soltanto, 2.° dare le indicazioni più parallele che sia possibile a quelle della lastra fotografica. Queste due condizioni sono completamente soddisfatte usando dello zinco fosforescente. L'A. ha fatto costruire appunto un actinometro consistente essenzialmente in una serie di schermi circolari metà traslucidi, metà fosforescenti. Con questo actinometro si può ancora dare degli indizi importanti sulla natura delle sorgenti eccitatrici, e può servire anche come fotometro.

Carpentier J. *Perfezionamenti all'interruttore elettrolitico di Wehnelt* (pp. 987-988). — L'A. in questa sua Nota espone dei perfezionamenti all'interruttore atti a mettere il rocchetto in azione con solo una dozzina di accumulatori e permettere di regolare la lunghezza del filo di platino che costituisce l'elettrodo di piccola superficie.

Armagnat H. *Contribuzione allo studio dell'interruttore elettrolitico* (pp. 988-990). — L'osservazione della corrente induttrice

in un rocchetto di Ruhmkorff fatta per mezzo del reografo Abraham, quando le interruzioni sono prodotte dall' interruttore Wehnelt, mostra che la corrente primaria non è oscillatoria, ossia non cambia di senso. Le oscillazioni compaiono se si mette in derivazione sull' interruttore un condensatore anche di debole capacità. Non c' è bisogno d' invocare la capacità elettrolitica per spiegare il fenomeno, almeno nelle linee generali. L'A. dà una spiegazione assai plausibile dell' andamento del fenomeno.

ABRAHAM H. *Sopra la decomposizione di una corrente ad alto potenziale in una successione di scariche distruttive* (pp. 991-994). — Essendo dato un trasformatore ad alto voltaggio, messo in azione da una corrente alternata, se si mettono le estremità del secondario in comunicazione da una parte con le armature di un condensatore, dall' altra con gli elettrodi di un deflagratore, se questi ultimi sono sufficientemente vicini, la corrente indotta passa dall' uno all' altro attraverso l' aria. L'A. espone in questa sua nota dei fenomeni che si producono in queste condizioni e che si congiungono direttamente alle esperienze di Gaugain e forniscono l' esplicazione della scarica intermittente scoperta da Feddersen.

Infine essi hanno molta parte nella produzione delle scintille efficaci di Hertz, nei fenomeni che vi si riannodano e nelle applicazioni che se ne può fare.

VILLARD P. *Raddrizzatore catodico per correnti indotte* (pp. 994-996). — L'A. in un lavoro precedente ha dimostrato che a una pressione data la resistenza elettrica di un tubo di Crookes dipende unicamente dalla sezione della corrente gassosa positiva che alimenta l' emissione catodica. Questa corrente respinta dalle pareti può essere a volontà ristretta e resa così più resistente, con l' impiego di tubi stretti e di catodo di piccolo diametro.

Questa proprietà permette all'A. di costruire un' ampolla dissimetrica costituente una valvola elettrica efficacissima capace di sopportare le scariche d' un forte rocchetto d' induzione. Il dispositivo dato dall'A. permette pure di verificare che in un tubo di Geissler o di Crookes, l' anodo non è la sede di alcun fenomeno calorifico particolare. Dott. E. PASQUINI.

Journal de Physique.

3. serie, t. VIII, Gennaio, Febbraio e Marzo 1899.

VILLARD P. *Sui raggi catodici* (pp. 1-16 e 148-161). — Basta fare il vuoto in un tubo di Crookes qualunque per osservare i due fenomeni seguenti: quando la rarefazione aumenta il fascio catodico che dapprima parte da tutta la superficie del catodo si assottiglia e poco a poco fino a non esser più che un sottile filetto assiale

quando appariscono i raggi X; in secondo luogo la resistenza del tubo, misurata dalla scintilla equivalente, aumenta nello stesso tempo che il fascio si assottiglia. L'A. prova con esperienze che questi due fenomeni sono correlativi e che la resistenza, misurata come si è detto, dipende unicamente dalla sezione all' origine del fascio catodico.

In questi fenomeni ha molta importanza l' azione delle pareti, azione che evidentemente è di ordine elettrico. E siccome si sa che nei tubi a raggi catodici le pareti hanno una carica positiva e tanto più forte quanto più la rarefazione è grande e siamo vicini al catodo, i resultati sperimentali si spiegano assai facilmente ammettendo che l' emissione catodica sia alimentata da un afflusso di materia carica positivamente *(afflusso catodico)* che proviene dalle diverse parti del tubo o almeno da quelle che sono comprese nello spazio oscuro.

L' afflusso catodico si vede facilmente sotto l' aspetto di un fiocco rosa violaceo che sembra staccarsi dal catodo; è poco sensibile alle azioni magnetiche e costituisce, in apparenza, una parte dei raggi catodici non deviabile colle calamite.

L'A. fa vedere come col diminuire progressivamente la pressione in un tubo di Crookes l' afflusso catodico, che dapprima copre il catodo uniformemente, a poco a poco si allunga e si assottiglia finchè, quando è ridotto a zero, la corrente elettrica non passa più.

Mostra pure che due fasci catodici che si propaghino in un tubo non hanno fra loro azione apprezzabile. Così pure due correnti d' afflusso catodico non si respingono.

Avendo già mostrato che i raggi catodici si formano a spese di un afflusso di materia carica positivamente che arriva al catodo con una velocità considerevole, l'A. suppone che questa materia sia sempre la stessa, qualunque sia il gas sul quale si fa il vuoto e qualunque sia il metallo degli elettrodi. L'A. fa vedere con esperienze che questa materia è un gas che può ridurre gli ossidi, e che collo spettroscopio si riconosce essere idrogeno. La sua origine si spiega facilmente quando si pensi che è impossibile togliere dai tubi completamente il vapor d' acqua.

Pellat H. e Sacerdote P. *Sulla variazione delle costanti dielettriche colla temperatura* (pp. 17-20). — Erano già state fatte esperienze per misurare le variazioni delle costanti dielettriche colla temperatura; ma esse erano state fatte tutte con liquidi; e non si aveva ancora alcuna idea dell' ordine di grandezza di queste variazioni per i dielettrici solidi ordinari, come l'ebanite e la paraffina.

Gli A. hanno misurato queste variazioni con un apparecchio dovuto a Pellat.

La principale difficoltà nelle misure era di ottenere in tutta la massa del dielettrico da sperimentare una stessa temperatura ben nota; gli A. hanno risoluto questa difficoltà sperimentando sempre alla temperatura ambiente; questa però si poteva variare scaldando la sala in cui si trovava l'apparecchio, per dodici ore prima della misura, o aprendo le finestre nella notte precedente.

Gli A. hanno trovato che quando la temperatura si eleva la costante dielettrica della paraffina diminuisce e quella dell'ebanite aumenta.

Branly E. *Resistenza elettrica al contatto di due dischi di uno stesso metallo* (pp. 21-24). — Il fenomeno per il quale le limature metalliche diventano conduttrici sotto l'influenza di scintille elettriche a distanza è stato interpretato in vari modi. Il più spesso la conducibilità è attribuita a una orientazione e ad un concatenamento delle particelle; la resistenza torna a manifestarsi quando con un urto si rompa quest' allineamento.

Per combattere tale spiegazione l'A. cita quest' esperienza: Se si prendono dei dischi di alluminio forati nel centro e ben puliti e si posano gli uni sugli altri regolarmente infilandoli in un' asta di ebanite verticale che serve di guida, la resistenza di questa colonna, che è debolissima se i dischi si sovrappongono dolcemente in modo da evitare gli urti, diviene molto più grande se si lasciano cadere uno dopo l' altro dall' estremità superiore dell' asta di ebanite.

Branly E. *Una scatola metallica non si lascia attraversare dalle oscillazioni Hertziane* (pp. 24-27). — I metalli, almeno debolmente, sono trasparenti alle oscillazioni hertziane? Per assicurarsene non basta d' interporre fra un radiatore e un ricevitore una lastra metallica anche larghissima. L'A. sperimentò tenendo chiusi dentro una scatola di legno completamente coperta di stagnola, una pila, un tubo a limatura e un galvanometro Deprez-D'Arsonval. Quantunque la stagnola essendo assai sottile presentasse per trasparenza dei piccoli fori, tuttavia attraverso la cassetta non passavano le onde hertziane che passavano invece assai bene quando si faceva nella stagnola una fenditura anche sottilissima.

Guillaume. *Costruzione meccanica delle curve terminali delle spirali* (pp. 28-30). — L'A. descrive un apparecchio per mezzo del quale si può determinare la forma delle curve delle spirali con metodo più rapido di quello grafico comunemente usato.

Sagnac G. *Trasformazioni dei raggi X per mezzo della materia* (pp. 65-89). — Un fascio di raggi X traversa la materia senza deviare dalla linea retta, ma ciascun elemento di materia

situato sul tragitto del fascio emette in tutti i sensi ciò che l'A. ha chiamato dei *raggi secondari S;* i raggi secondari si disseminano alla loro volta sulla materia dando origine a dei raggi terziari T. Le denominazioni terziari, secondari, ecc. si riferiscono ai successivi modi di produzione dei raggi disseminati. D'altronde i raggi secondari, terziari, ecc. pur possedendo i caratteri fondamentali dei raggi X, formano una successione di raggi sempre più differenti dai raggi *X primari*, di cui essi costituiscono delle *trasformazioni sempre più profonde.* Spesso sono dei *raggi nuovi*, differenti completamente dai raggi X fin quì emessi dai tubi a vuoto.

In questa lunga memoria l'A fa vedere le analogie che passano fra i raggi S e i raggi X, i caratteri che li differenziano dai comuni raggi ultravioletti, e le differenze talvolta deboli, talvolta profonde fra i raggi S e i raggi X primari; mostra poi che la natura dei diversi raggi S dipende dal loro modo di produzione e che le intensità relative dei loro effetti dipendono dalla natura del ricevitore che li registra. I raggi S possono prodursi anche per trasmissione e sono emessi dai corpi opachi in uno strato superficiale che talvolta è sottilissimo. Inoltre la trasparenza di un ostacolo pei raggi X varia col variare della distanza fra il ricevitore e l'ostacolo; nel caso di un sistema di ostacoli la trasparenza apparente del sistema varia col variare dell'*ordine* degli ostacoli. L'A. fa poi vedere come si possa applicare l'azione elettrica dei raggi S al meccanismo della scarica dei conduttori elettrizzati percossi dai raggi X e finisce col parlare dell'emissione dei raggi terziari.

Dai suoi lavori l'A. deduce:

1.° L'ipotesi emessa da Röntgen, per la quale i raggi X non sarebbero che un genere speciale di raggi catodici, deve essere rigettata.

2.° Anche se si scarta l'ipotesi, *fin quì verosimile*, che assimila i raggi X ai raggi ultravioletti estremi, si può dire che i fenomeni di trasformazione dei raggi X per effetto della materia sono per i raggi X, ciò che i fenomeni di luminescenza sono per i raggi ultravioletti.

Houllevigue L. *Sulle proprietà irreversibili dei ferro-nichel* (pp. 89-94). — La proprietà che hanno gli acciai al nichel di avere ad una stessa temperatura una forma magnetica e una forma non magnetica viene spiegata dall'A. ammettendo che, quando si fa raffreddare la lega fusa, si separino delle sferette di ferro che vengono circondate da uno strato di nichel; abbassandosi la temperatura, il nichel contraendosi più del ferro produce in quest'ultimo una energica compressione, che diminuisce notevol-

mente il magnetismo del ferro. Basta allora rompere con un'azione meccanica o col raffreddamento le pareti di nichel perchè il sistema riprenda coll' aumento di volume il suo magnetismo normale.

GUILLAUME. *Osservazioni sugli acciai al nichel* (pp. 94-96). — L'A. fa molte obbiezioni alla teoria precedente di Houllevigue sugli acciai al nichel appoggiando invece quella degli equilibri chimici ossia della polimerizzazione.

LAFAY A. *Abachi relativi alla riflessione vitrea* (pp. 96-100). — Benchè i calcoli numerici che occorrono nell' applicazione delle formule di Fresnel non siano nè lunghi nè complicati, tuttavia è più comodo costruire degli abachi convenienti che possano facilitare la soluzione dei principali problemi pratici che si fondano su dette formule. L'A. indica questi abachi.

PELLAT H. *Sulla legge di Joule e la legge di Gay-Lussac* (pp. 100-101).

MACÉ DE LÉPINAY I. *Sul calcolo dei coefficienti della serie di Fourier* (pp. 137-148). — L'A. indica un modo di calcolare i coefficienti della serie di Fourier, e fa vedere che questa serie può essere impiegata con vantaggio per stabilire l'equazione empirica, in coordinate polari, d' una curva chiusa di cui si conosca un certo numero di punti.

CARVALLO E. *Sui cicli irreversibili e il teorema di Clausius* (pp. 161-165). — Il teorema di Clausius riguarda sia i cicli reversibili, sia quelli irreversibili. Il caso dei cicli reversibili è semplice e si trova chiaramente esposto in tutte le opere. Dei cicli irreversibili le opere elementari non parlano affatto e altre opere ne parlano in modo complicato o insufficiente. L' A. indica una maniera assai semplice d' introdurre la questione nei corsi elementari.

DUFOUR M. *Osservazione sulle reti di conduttori — Una proprietà del ponte di Wheatstone* (pp. 165-166). — L'A. applica le due leggi di Kirchhoff a una rete di conduttori sui quali sono distribuite in modo qualunque delle forze elettromotrici. Le formule che egli trova, applicate al ponte di Wheatstone, permettono di passare subito dal caso semplice in cui non c' è forza elettromotrice che in una diagonale del ponte al caso in cui delle forze elettromotrici sono distribuite in un modo qualunque sui differenti conduttori.

M. PANDOLFI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 28, fasc. 4. 1899.

DUHEM P. *Le variazioni permanenti e la termodinamica. IV. Sopra alcune proprietà dei sistemi che dipendono da una sola variabile normale, specialmente riguardo alla rottura dei corpi elastici* (pp. 577-618). — È la quarta delle note sullo stesso argo-

mento presentate successivamente nello stesso giornale, Vol. 22, 574; 23, 193; 23, 497; è divisa in due grandi capitoli. Nel primo sono prese in esame in forma generale le proprietà in un ciclo chiuso di trasformazioni già prese in considerazione per lo zolfo nella seconda nota. Nel secondo capitolo si considera un sistema che per determinate condizioni ora può assumere uno stato naturale costante ed ora instabile. Dal confronto di questi due stati naturali scaturisce una teoria sulla variazione della forma e sulla rottura dei corpi elastici.

Euler Hans. *Intorno alle relazioni fra il potere dissociante, la costante dielettrica e lo stato molecolare dei liquidi* (pp. 619-628). — Le sostanze polimerizzate, nella maggior parte dei casi hanno una costante dielettrica elevata: e secondo il Nernst, contrariamente al Dutoit, Aston e Friederich, la conducibilità elettrica dipende assai più dalla costante dielettrica, anzichè dalla polimerizzazione. In soluzioni nitrobenzoliche (del KJ, NaJ, NaBr, e KCl) la conducibilità molecolare non aumenta con la diluizione, nelle soluzioni benzonitriliche la conducibilità molecolare invece diminuisce. Ciò dall'A. è attribuito al fatto che il sale aumenta la costante dielettrica del solvente e perciò il potere dissociante.

Hulett A. George. *Continuità nella trasformazione solido-liquida* (pp. 629-672). — Sono date le variazioni del punto di fusione e del calore di fusione col variare della pressione da 0 a 300 atmosfere.

Per il p. azoxianisolo il punto di fusione va da 118,30° a 127,95°, proporzionalmente da 1 a 300 atmosfere; per il p. azoxifenetolo il punto di fusione per lo stesso aumento di pressione va da 138,50° a 149,65°. In tutti e due i casi il calore di fusione aumenta con l'aumentare della pressione.

Per il benzolo, la p. toluidina, la canfora, da 1 a 300 atmosfere il punto di fusione varia rispettivamente da 5,25° a 13,95°; da 44,35° a 51,85°; e da 177,7 a 216,2°. In questi casi il calore di fusione diminuisce coll'aumentare della pressione.

Sono dati inoltre alcuni altri punti di fusione di sostanze organiche a 1 e a 300 atmosfere. Tammann ultimamente aveva dato delle curve di fusione di alcune sostanze fino a 3400 atm., ma i numeri non vanno d'accordo con quelli dell'autore.

Kauffmann Hugo. *Studi sulle vibrazioni elettriche* — Nota seconda (pp. 673-707). — Alcune sostanze presentano la proprietà di assorbire le onde elettriche; ciò non è da attribuirsi secondo il Drude alla presenza del gruppo OH, perchè molte altre sostanze che non lo contengono godono della stessa proprietà. Dall'A. è supposto che ciò dipenda invece dalle combinazioni molecolari non affatto rigide; e anzi quanto meno rigide sono queste combinazioni

tanto maggiore è il potere assorbente fino a raggiungere un massimo.

L'A. sperimenta sulla luminosità dei vapori di alcune sostanze organiche sotto l'influenza di ondulazioni del Tesla, e deduce alcune relazioni fra il potere luminoso e la costituzione dei corpi. Le sostanze aromatiche posseggono un potere luminoso assai più elevato delle sostanze della serie del metano.

BAKKER Dr. G. *Osservazioni intorno alla « Teoria termodinamica di capillarità di van der Waals »* (pp. 708-718). — È uno studio critico-riassuntivo che l'A. fa della lunga memoria del van der Waals riportata nel *Zeitsch. für physik. Chem.* 13, 657, (1894).

ŠULC O. *Azione catalitica di alcuni metalli sulle soluzioni di acido ossalico* (pp. 719-722). — L'A. constata che le soluzioni di acido ossalico in presenza di palladio, platino, o argento si decompongono abbastanza presto anche all'oscuro. Alla luce l'azione del metallo viene di molto accelerata.

COHEN ERNST. *Sulla resistenza interna degli elementi normali* (pp. 723-736). — La resistenza interna degli elementi normali Clark e Weston dipende dalla quantità e dalla posizione dei cristalli in cui sono immersi gli elettrodi. Impiegando le soluzioni sature, si ha una resistenza che è il 30 % minore di quella che si avrebbe con i cristalli; e l'aumento della resistenza per l'introduzione di questi non è affatto regolare.

Impiegando soluzioni sature con poca quantità di sostanza depolarizzatrice alla temperatura di saturazione la resistenza interna è costante ed è proporzionale alla resistenza delle soluzioni sature di solfato di zinco o cadmio.

Dott. R. SALVADORI.

INFLUENZA DELLE DEFORMAZIONI ELASTICHE SUL MOVIMENTO
DI UN PENDOLO A REVERSIONE,

per EMILIO ALMANSI.

VI.

Energia di posizione.

15. L'*energia di posizione* del pendolo elastico, che si è indicata con E'_p (§ 5), possiamo considerarla come la somma di tre parti, E_p^0, E_p^1, E_p^2, che rappresentino rispettivamente l'energia di posizione del cilindro C_0 e delle due masse M_1 ed M_2. Sarà dunque:

$$E'_p = E_p^0 + E_p^1 + E_p^2.$$

Supporremo che l'energia di posizione di una massa situata sul piano orizzontale $(x_1\, y_1)$ sia nulla. Allora, indicando con V_0, V_1, V_2 i volumi del cilindro deformato e delle due masse suddette, si avrà la formula:

$$E_p^0 = -g \int_{V_0} z_1 \,.\, \rho\, d\, V_0\,, \tag{57}$$

e formule analoghe per E_p^1 ed E_p^2.

Il prodotto $\rho\, d\, V_0$, che rappresenta la massa dell'elemento di volume $d\, V_0$, non ha variato col deformarsi del cilindro. Perciò la formula (57) potremo anche scriverla:

$$E_p^0 = -g\, \rho \int_{V_0} z_1\, d\, V_0\,, \tag{58}$$

intendendo che ρ rappresenti la densità, V_0 il volume del cilindro, $d\, V_0$ un suo elemento, nello stato naturale.

Si ha, x' e z' essendo le coordinate *attuali* rispetto agli assi mobili:

$$z_1 = z' \cos\theta - x' \operatorname{sen}\theta\,.$$

Ma $z' = z + \zeta$, $x' = x + \xi$, ove z ed x rappresentano le coordinate relative allo stato naturale. Quindi:

$$z_1 = z \cos\theta + \zeta \cos\theta - x \operatorname{sen}\theta - \xi \operatorname{sen}\theta .$$

E sostituendo nella formula (58):

$$E_p^0 = -\left\{ g\rho\cos\theta \int_{V_0} z dV_0 - g\rho \operatorname{sen}\theta \int_{V_0} x dV_0 + g\rho \int_{V_0} (\zeta\cos\theta - \xi\operatorname{sen}\theta) dV_0 \right\} .$$

Dei due integrali

$$\rho \int_{V_0} z\, d\,V_0 , \qquad \rho \int_{V_0} x\, d\,V_0 ,$$

il primo rappresenta il momento statico del cilindro rispetto al piano $(x\,y)$, ed è per conseguenza uguale ad $M_0 h_0$, essendo M_0 la sua massa, h_0 la distanza del baricentro da O_1, il secondo rappresenta il momento rispetto al piano $(y\,z)$, ed è per ragione di simmetria uguale a 0. Resta dunque:

$$E_p^0 = -g\, M_0\, h_0 \cos\theta - g\rho \int_{V_0} (\zeta \cos\theta - \xi \operatorname{sen}\theta)\, d\,V_0 ,$$

la qual formula, ponendo

$$\rho = \frac{M_0}{V} = \frac{M_0}{\rho S} , \quad \int_{V_0} dV_0 = \int_0^l d\,z \int_S d\,S ,$$

può anche scriversi:

$$E_p^0 = -g\, M_0\, h_0 \cos\theta - \frac{g M_0}{\rho S} \int_0^l dz \int_S (\zeta \cos\theta - \xi \operatorname{sen}\theta)\, d\,S .$$

Ricordiamo ora le formule (56). Si ha

(59) $\xi = -u\, l \operatorname{sen}\theta$,

(60) $\zeta = u_1\, l \cos\theta + u_2\, l (\cos\theta - \cos\theta_0) + u_3\, r \cos\gamma \operatorname{sen}\theta$.

Dunque, sostituendo:

$$E_p^0 = -g\, M_0\, h_0 \cos\theta - \frac{g M_0}{S} \int_0^l dz \int_S \Big\{ u_1 \cos^2\theta + u_2 (\cos\theta - \cos\theta_0) +$$

$$+ \frac{r}{l} u_3 \operatorname{sen}\theta \cos\theta \,.\, \cos\gamma + u \operatorname{sen}^2\theta \Big\}\, d\,S .$$

Ma tutti gli elementi che figurano nella grande parentesi si mantengono costanti per ciascuna sezione, tranne l'angolo γ. D' altronde si ha

$$\int_S \cos\gamma \, dS = 0 , \quad \int_S dS = S .$$

Per conseguenza:

$$E_p^0 = -gM_0h_0\cos\theta - gM_0 \left\{ \cos\theta \int_0^l u_1 dz + \cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) \int_0^l u_2 \, dz + \right.$$

$$\left. + \operatorname{sen}^2\theta \int_0^l u \, d z \right\} ;$$

o più semplicemente:

$$(61) \quad E_p^0 = -gM_0h_0\cos\theta - gM_0 l \{ U_1\cos\theta + U_2\cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + U\operatorname{sen}^2\theta \} ,$$

ove le quantità U, U_1, U_2 sono costanti numeriche date dalle formule:

$$(62) \quad U = \frac{1}{l} \int_0^l u \, d z , \quad U_1 = \frac{1}{l} \int_0^l u_1 \, d z , \quad U_2 = \frac{1}{l} \int_0^l u_2 \, d z .$$

16. Calcoliamo ora l' energia E_p^1, relativa alla massa M_1, annessa alla base superiore del cilindro, e che abbiamo supposta indeformabile.

Durante il movimento, una sezione qualunque S del cilindro, non si conserverà parallela al piano (xy), ma formerà con esso un angolo piccolissimo, che chiameremo β. Il suo valore possiamo ricavarlo dalla formula (60), che dà lo spostamento ζ parallelo all' asse O_1z. Infatti il termine $u_3 \, r \cos\gamma \operatorname{sen}\theta$ rappresenta una rotazione della sezione intorno al diametro parallelo all' asse O_1y, $r\cos\gamma$ essendo la distanza di un suo punto da questa retta. Sarà per conseguenza

$$(63) \quad \beta = u_3 \operatorname{sen}\theta$$

e in particolare per la sezione S_0, ricordando che u_3 è funzione di z:

$$(64) \quad \beta_1 = u_3(0) \operatorname{sen}\theta .$$

Il baricentro G_1 della massa M_1, quando il pendolo è allo stato naturale, si troverà, per ragione di simmetria, sulla retta $O_1 z$. Durante il movimento, la retta $O_1 G_1$ farà coll' asse $O_1 z$ un angolo uguale a quello che la sezione S_0 fa col piano $(x z)$, vale a dire β_1 (fig. 9). Ma l' asse $O_1 z$ fa colla verticale l' an-

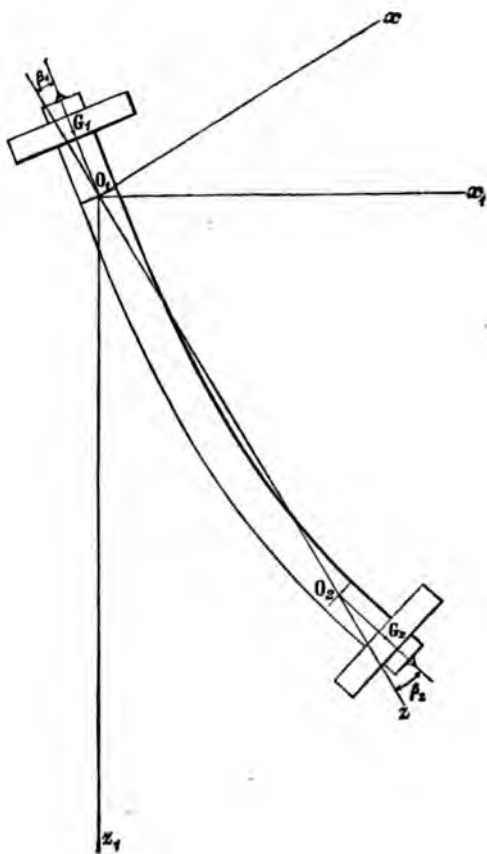



Fig. 9.

golo θ. L' angolo che la retta $O_1 G_1$ fa colla verticale sarà dunque $\theta - \beta_1$. E poichè la distanza $O_1 G_1$ tra il punto O_1 e il baricentro G_1 della massa M_1 si è indicata con h_1 (§ 6), il punto G_1 si troverà alla profondità $h_1 \cos(\theta - \beta_1)$ rispetto al punto O_1

vale a dire al piano orizzontale $(x_1 y_1)$. La energia di posizione della massa M_1 sarà dunque:

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \cos(\theta - \beta_1),$$

ovvero:

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \{\cos\theta \cos\beta_1 + \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\beta_1\},$$

e per essere l' angolo β_1 piccolissimo:

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \{\cos\theta + \beta_1 \operatorname{sen}\theta\},$$

e per la formula (64):

$$E_p^1 = -g M_1 h_1 \cos\theta - g M_1 h_1 u_2(0) \operatorname{sen}^2\theta. \tag{65}$$

17. Calcoliamo finalmente la energia di posizione della massa M_2, annessa alla base inferiore del cilindro.

Sia ζ_2 il valore dello spostamento ζ per il centro O_2 della base suddetta, che si trova sull' asse $O_1 z$ alla distanza $l + \zeta_2$ da O_1. Dalla formula (60) otterremo facendo $\cos\gamma = 0$, $z = l$:

$$\zeta_2 = u_1(l)\, l \cos\theta + u_2(l)\, l (\cos\theta - \cos\theta_0).$$

Abbiamo chiamata h_2 la distanza dal baricentro di M_2 da O_1, nel pendolo non deformato. Sia k_2 la sua distanza da O_2 (fig. 9). Diciamo poi β_2 l' angolo β, per $z = l$. La profondità del baricentro G_2 di M_2, rispetto ad O_1, nel pendolo deformato, sarà

$$(l + \xi_2)\cos\theta + k_2 \cos(\theta - \beta_2),$$

ossia, per essere β_2 piccolissimo:

$$(l + \zeta_2)\cos\theta + k_2 \cos\theta + k\,\beta_2 \operatorname{sen}\theta,$$

od anche:

$$(l + k_2)\cos\theta + \zeta_2 \cos\theta + k_2 \beta_2 \operatorname{sen}\theta.$$

Ma $l + k_2$ non è altro che h_2. Di ζ_2 si è già trovata l' espressione: e in fine si ha $\beta_2 = u_3(l) \operatorname{sen}\theta$. La quantità che si considera potrà dunque scriversi:

$$h_2\cos\theta + l u_1(l)\cos^2\theta + l u_2(l)\cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + (h_2 - l) u_3(l) \operatorname{sen}^2\theta.$$

E per conseguenza l' energia di posizione della massa M_2 sarà:

$$(66)\quad E_p^2 = -gM_2h_2\cos\theta - gM_2 l \left\{ u_1(l)\cos^2\theta + u_2(l)\cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{h_2}{l} - 1\right) u_3(l) \operatorname{sen}^2\theta \right\}.$$

18. Le formule (61), (65) e (66) ci danno le tre quantità E_p^0, E_p^1, E_p^2. Sommando membro a membro queste tre equazioni, otterremo la quantità E'_p, vale a dire l' energia di posizione dell' intero pendolo, che resulta espressa dalla formula:

$$E'_p = -g(M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2)\cos\theta -$$
$$-gM_0 l \{ U_1 \cos\theta + U_2 \cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + U \operatorname{sen}^2\theta \} -$$
$$-gM_1 h_1 u_3(0) \operatorname{sen}^2\theta -$$
$$-gM_2 l \left\{ u_1(l)\cos^2\theta + u_2(l)\cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + \left(\frac{h_2}{l} - 1\right) u_3(l)\operatorname{sen}^2\theta \right\}.$$

Il termine $-g(M_0 h_0 + M_1 h_1 + M_2 h_2)\cos\theta$, che figura nel secondo membro, non è altro che l' energia di posizione del pendolo rigido, ossia E_p. Ed essendosi posto (§ 5): $E'_p = E_p + \Delta E_p$, sarà evidentemente:

$$\Delta E_p = -gM_0 l \{ U_1 \cos\theta + U_2 \cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + U \operatorname{sen}^2\theta \} -$$
$$-gM_1 l u_3(0) \operatorname{sen}^2\theta -$$
$$-gM_2 l \left\{ u_1(l)\cos^2\theta + u_2(l)\cos\theta(\cos\theta - \cos\theta_0) + \left(\frac{h_2}{l} - 1\right) u_3(l)\operatorname{sen}^2\theta \right\}.$$

Costruiamo ora l'espressione $[\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta}$, ovvero $\Delta E_p(\theta) - \Delta E_p(\theta_0)$.

In tutti i termini del secondo membro verrà a comparire il fattore $\cos\theta - \cos\theta_0$, che porremo in evidenza. In ciò che rimane potremo sostituire l' unità a $\cos\theta$ e $\cos\theta_0$, come già si è fatto per l' energia elastica. Avremo allora:

$$[\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = -g\Big[M_0 l \{ U_1 + U_2 - 2U \} - 2M_1 h_1 u_3(0) +$$
$$+ M_2 l \left\{ 2u_1(l) + u_2(l) - 2\left(\frac{h_2}{l} - 1\right) u_3(l) \right\} \Big] (\cos\theta - \cos\theta_0).$$

Ponendo:

$$B_1 = 2U, \quad B_2 = 2\frac{M_1}{M_0}\frac{h_1}{l}u_2(0), \quad B_3 = 2\frac{M_2}{M_0}\left(\frac{h_2}{l} - 1\right)u_3(l)$$

$$B_4 = U_1 + U_2, \quad B_5 = \frac{M_2}{M_0}\left\{2u_1(l) + u_2(l)\right\},$$

$$Q_2 = B_1 + B_2 + B_3 - B_4 - B_5,$$

potremo scrivere:

$$[\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = l\,g\,M_0\,Q_2(\cos\theta - \cos\theta_0). \tag{67}$$

Calcoliamo le costanti B_1, B_2, ecc. Le costanti U, U_1 U_2, sono date dalle formule (62), in cui figurano le funzioni $u(z)$, $u_1(z)$, $u_2(z)$. La $u(z)$ è espressa mediante la $v(z)$ dalla formula (52). Le funzioni $v(z)$, $u_1(z)$, $u_2(z)$, $u_3(z)$ sono date dalle formule (54) e (55). Sarà quindi facile ottenere le espressioni delle costanti che vogliamo calcolare. E si trova:

$$B_1 = \frac{M_0 g}{ES}\left[\left(\frac{l}{r}\right)^2\left\{\frac{1}{90}\frac{l}{L} + \frac{1}{6}A + \frac{1}{3}B - \frac{1}{20}\right\} - \right.$$
$$\left. - (4 + 3\lambda)\left\{\frac{1}{12}\frac{l}{L} - \frac{1}{6}\right\}\right],$$

$$B_2 = \frac{h_1}{l}\frac{M_1 g}{ES}\left[\left(\frac{l}{r}\right)^2\left\{\frac{1}{30}\frac{l}{L} + \frac{2}{3}A + 2B - \frac{1}{6}\right\} - \right.$$
$$\left. - (4 + 3\lambda)\left\{\frac{1}{3}\frac{l}{L} - 1\right\} - 8(1 + \lambda)c\right],$$

$$B_3 = \left(\frac{h_2}{l} - 1\right)\frac{M_2 g}{ES}\left[\left(\frac{l}{r}\right)^2\left\{-\frac{2}{15}\frac{l}{L} - \frac{4}{3}A - 2B + \frac{1}{2}\right\} - \right.$$
$$- (4 + 3\lambda)\left\{\frac{1}{3}\frac{l}{L} - 1\right\} - \lambda\left\{\frac{l}{L} - 2\right\} - 8(1 + \lambda)c,$$

$$B_4 = \frac{M_0 g}{ES}\left[\frac{1}{2}\frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{3} + \frac{l}{L}\left\{\frac{1}{2}\frac{h_2}{l}\frac{M_2}{M_0} + \frac{5}{24}\right\}\right],$$

$$B_5 = \frac{M_2 g}{ES}\left[2\frac{M_2}{M_0} + 1 + \frac{l}{L}\left\{\frac{h_2}{l}\frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{3}\right\}\right].$$

Note queste costanti, l' energia di posizione è determinata. Resta a determinarsi l' energia cinetica.

VII.

Energia cinetica.

19. Nella formula (9) comparisce il termine $\Delta Q \omega^2$, in cui ω rappresenta la velocità angolare del pendolo rigido. Esso può considerarsi come la differenza tra la forza viva $(Q + \Delta Q) \omega^2$ del pendolo elastico, e la forza viva $Q \omega^2$ del pendolo rigido, supponendo che nell' un caso e nell' altro la velocità angolare sia ω.

Noi supporremo appunto la velocità angolare uguale ad ω, e calcoleremo la forza viva $(Q + \Delta Q) \omega^2$ del pendolo deformato, scomponendola in tre parti, E_c^0, E_c^1, E_c^2, relative al cilindro, alla massa M_1 e alla massa M_2, analogamente a quanto è stato fatto per l' energia di posizione. Sarà allora:

$$(Q + \Delta Q) \omega^2 = E_c^0 + E_c^1 + E_c^2.$$

Ma la forza viva $Q \omega^2$ del pendolo rigido è data dalla formula:

$$Q \omega^2 = \frac{1}{2} (M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2) \omega^2 . \tag{68}$$

Sarà dunque:

$$\Delta Q \omega^2 = E_c^0 + E_c^1 + E_c^2 - \frac{1}{2} (M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2) \omega^2 . \tag{69}$$

L' energia cinetica del cilindro si può esprimere colla formula:

$$E_c^0 = \frac{1}{2} \rho \int_{V_0} v^2 \, d V_0 , \tag{70}$$

in cui v rappresenta la velocità dell' elemento $d V_0$. Il prodotto $\rho \, d V_0$ essendo costante (v. § 15), s' intende che ρ, V_0 e $d V_0$ si riferiscono allo stato naturale dal cilindro.

Calcoliamo v^2. Le coordinate di un punto del cilindro in movimento, rispetto agli assi fissi, sono x_1, y_1, z_1. Per conseguenza:

$$v^2 = \left(\frac{dx_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_1}{dt}\right)^2 .$$

Le coordinate x', y', z' dello stesso punto rispetto agli assi mobili, sono legate alle x_1, y_1, z_1 dalle formule:

$$x_1 = x' \cos\theta + z' \operatorname{sen}\theta,$$
$$y_1 = y',$$
$$z_1 = -x' \operatorname{sen}\theta + z' \cos\theta,$$

lalle quali, derivando rispetto al tempo, si ricava:

$$\frac{dx_1}{dt} = \left\{ \frac{dx'}{d\theta} \cos\theta - x' \operatorname{sen}\theta + \frac{dz'}{d\theta} \operatorname{sen}\theta + z \cos\theta \right\} \frac{d\theta}{dt},$$

$$\frac{dy_1}{dt} = \frac{dy'}{d\theta} \frac{d\theta}{dt},$$

$$\frac{dz_1}{dt} = \left\{ -\frac{dx'}{d\theta} \operatorname{sen}\theta - x' \cos\theta + \frac{dz'}{d\theta} \cos\theta - z' \operatorname{sen}\theta \right\} \frac{d\theta}{dt}.$$

E sostituendo nella espressione di v^2:

$$(71) \qquad v^2 = \left\{ x'^2 + z'^2 - 2x' \frac{dz'}{d\theta} + 2z' \frac{dx'}{d\theta} + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{dx'}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{dy'}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{dz'}{d\theta}\right) \right\} \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2.$$

Ora si ha:

$$x' = x + \xi, \quad y' = y + \eta, \quad z' = z + \zeta,$$

ove x, y, z sono le coordinate del punto che si considera, quando il pendolo si trova allo stato naturale. Esse sono costanti rispetto a t, e quindi a θ. Sarà per conseguenza:

$$\frac{dx'}{d\theta} = \frac{d\xi}{d\theta}, \quad \frac{dy'}{d\theta} = \frac{d\eta}{d\theta}, \quad \frac{dz'}{d\theta} = \frac{d\zeta}{d\theta};$$

e la formula (71) potrà scriversi:

$$v^2 = \left\{ (x+\xi)^2 + (z+\zeta)^2 - 2(x+\xi)\frac{d\zeta}{d\theta} + 2(z+\zeta)\frac{a\xi}{d\theta} + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{d\xi}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{d\theta}\right)^2 \right\} \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2.$$

Le quantità ξ, η, ζ essendo sempre piccolissime, possiamo trascurare i loro quadrati, come pure i prodotti $\xi \frac{d\zeta}{d\theta}$, $\left(\frac{d\xi}{d\theta}\right)^2$ ecc.

Poniamo inoltre ω^2 in luogo di $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2$. Otterremo allora:

$$v^2 = \left\{x^2 + y^2 + 2x\xi + 2z\zeta - 2x\frac{d\zeta}{d\theta} + 2z\frac{d\xi}{d\theta}\right\}\omega^2.$$

Sostituiamo a v^2 queste sue espressioni nella formula (70). Avremo:

$$E_c^0 = \frac{1}{2}\rho\omega^2\int_{V_0}(x^2+y^2)\,dV_0 + \rho\omega^2\int_{V_0}\left\{x\xi + z\zeta - x\frac{d\zeta}{d\theta} + z\frac{d\xi}{d\theta}\right\}dV_0.$$

Il primo termine del secondo membro rappresenta la forza viva del cilindro rigido, vale a dire $\frac{1}{2}M_0 r_0^2\omega^2$. Nel secondo termine, considerando, al solito, lo spessore s del cilindro come infinitesimo, e chiamando r il raggio medio, potremo porre:

$$x = r\cos\gamma, \quad dV_0 = rs\,d\gamma\,dz,$$

Onde sarà:

$$E_c^0 = \frac{1}{2}M_0 r_0^2\omega^2 + rs\rho\omega^2\int_0^l dz\int_0^{2\pi}\left\{r\cos\gamma\,\xi + z\zeta - r\cos\gamma\frac{d\zeta}{d\theta} + z\frac{d\xi}{d\theta}\right\}d\gamma.$$

Ora sostituiamo a ξ e ζ le loro espressioni date dalle formule (56). Si ottiene:

$$E_c^0 = \frac{1}{2}M_0 r_0^2\omega^2 + rs\rho\omega^2\int_0^l dz\int_0^{2\pi}\{-r\cos\gamma\, u\, l\,\mathrm{sen}\,\theta +$$

$$+ z[u_1 l\cos\theta - u_2 l(\cos\theta - \cos\theta_0) + u_3 r\cos\gamma\,\mathrm{sen}\,\theta] -$$

$$- r\cos\gamma(-u_1 l\,\mathrm{sen}\,\theta - u_2 l\,\mathrm{sen}\,\theta + u_3 r\cos\gamma\cos\theta) -$$

$$- z\,u\,l\cos\theta\}\,d\gamma;$$

da cui, eseguendo le integrazioni rispetto a γ, e ponendo $2\pi rs = S$ (area della sezione):

$$E_c^0 = \frac{1}{2}M_0 r_0^2\omega^2 + \rho S\omega^2\int_0^l dz\left\{l z u_1\cos\theta +\right.$$

$$\left. + l z u_2(\cos\theta - \cos\theta_0) - \frac{1}{2}r^2 u_3\cos\theta - l z u\cos\theta\right\}.$$

Dentro la parentesi possiamo fare, come nella formula (39) per l' energia elastica: $\cos\theta = \cos\theta_0 = 1$. Otterremo allora:

$$E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2 + \rho S \omega^2 \int_0^l \left\{ l z u_1 - \frac{1}{2} r^2 u_3 - l z u \right\} dz.$$

Il prodotto $\rho l S$ è la massa del cilindro, ossia M_0. Se poniamo:

$$(72) \qquad U' = \frac{1}{l} \int_0^l \left\{ \frac{z}{l} u - \frac{z}{l} u_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{l}\right)^2 u_3 \right\} dz,$$

si avrà la formula:

$$(73) \qquad E_c^0 = \frac{1}{2} M_0 r_0^2 \omega^2 - U' M_0 l^2 \omega^2,$$

ove U' è una costante numerica.

20. Passiamo a calcolare la forza viva E_c^1 della massa M_1.

Si è chiamato β_1 (§ 16) l' angolo che, durante il movimento del pendolo, la base superiore del cilindro, in seguito, alla deformazione del cilindro stesso, forma col piano $(x\,y)$. Quest' angolo è dato dalla formula:

$$\beta_1 = u_3(0) \operatorname{sen} \theta.$$

Esso varia da istante a istante, in modo che, mentre l'asse $O_1 z$ ruota intorno all' asse $O_1 y_1$, con velocità angolare ω, la base superiore del cilindro, e quindi la massa M_1, ad essa attaccata, ha anche la velocità angolare $\frac{d\beta_1}{dt}$, intorno allo stesso asse. La sua velocità angolare complessiva sarà dunque $\omega + \frac{d\beta_1}{dt}$ ossia $\omega - \frac{d\beta_1}{d\theta}\omega$: e la sua forza viva, essendosi chiamato r_1 il suo raggio d' inerzia rispetto all' asse $O_1 y_1$, sarà:

$$E_c^1 = \frac{1}{2} M_1 r_1^2 \left(\omega - \frac{d\beta_1}{d\theta}\omega\right)^2,$$

od anche, per essere l'angolo β_1 sempre piccolissimo:

$$E_c^1 = \frac{1}{2} M_1 r_1^2 \omega^2 - \frac{d\beta_1}{d\theta} M_1 r_1^2 \omega^2 ;$$

e sostituendo a β_1 il suo valore:

$$E_c^1 = \frac{1}{2} M_1 r_1^2 \omega^2 - u_3(0) M'_1 r_1^2 \omega^2 . \tag{74}$$

21. Calcoliamo per ultimo la forza viva E_c^2 della massa M_2, annessa alla base inferiore del cilindro, di cui O_2 è il centro.

Diciamo (fig. 9) G_2 il baricentro della massa M_2, I_2 il suo momento d'inerzia rispetto alla retta baricentrica $G_2 y$, parallela all'asse $O_1 y$, ω_2 la sua velocità angolare di rotazione, v_2 la velocità lineare di G_2. Sarà:

$$E_c^2 = \frac{1}{2} M_2 v_2^2 + \frac{1}{2} I_2 \omega_2^2 . \tag{75}$$

L'angolo che la retta $O_2 G_2$ forma coll'asse $O_1 z$ è quello che si è indicato con β_2 (§ 17). Quest'angolo varia durante il movimento. La velocità angolare di rotazione della massa M_2 sarà dunque la somma di ω e di $\frac{d\beta_2}{dt}$ [1]), ossia:

$$\omega_2 = \left(1 - \frac{d\beta_2}{d\theta}\right)\omega .$$

Calcoliamo la velocità v_2 del punto G_2. Cerchiamo da prima la sua velocità relativa agli assi $O_1 x$, $O_1 z$; poi cercheremo la sua velocità di trascinamento.

Le coordinate del punto G_2 rispetto agli assi $O_1 x$, $O_1 z$, posto $O_2 G_2 = h'_2$, e trascurando le potenze di β_2 superiori alla prima sono: $-h'_2 \beta_2$ e $l + \zeta_2 + h'_2$, ove ζ_2 rappresenta l'aumento della lunghezza primitiva $O_1 O_2$, dovuto alla deformazione del cilin-

1) L'angolo β, e in particolare l'angolo β_2, è positivo nel verso xz. Nella fig. 9 quest'ultimo avrebbe per conseguenza un valore negativo.

dro. Le componenti della velocità relativa di G_2 saranno dunque: $-h'_2 \frac{d\beta_2}{dt}$, e $\frac{d\zeta_2}{dt}$, ossia:

$$h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \omega, \quad -\frac{d\zeta_2}{d\theta} \omega.$$

La velocità di trascinamento del punto G_2, dovuta alla rotazione ω, vale $O_1G_2 . \omega$, ed è normale alla retta O_1G_2. Ma, trascurando le potenze di β_2 superiore alla prima, si può ritenere $O_1G_2 = O_1O_2 + O_2G_2 = l + \zeta_2 + h'_2$. Inoltre dell'angolo $O_2 O_1 g_2$ che è molto piccolo di fronte a β_2 possiamo non tenerne conto. Allora la velocità di trascinamento $O_1G_2 . \omega$ resulterà normale ad O_1z, e avrà per componenti rispetto ad O_1x e O_1z:

$$-(l + \zeta_2 + h'_2)\omega, \quad 0.$$

Per conseguenza le componenti della velocità assoluta v_2 di G_2 saranno:

$$-(l + \zeta_2 + h'_2)\omega + h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta} \omega, \quad -\frac{d\zeta_2}{d\theta} \omega.$$

Quadrando e sommando otterremo v_2^2. Il termine piccolissimo $\left(\frac{d\zeta_2}{d\theta}\right)^2 \omega^2$ possiamo però trascurarlo. E rimane:

$$v_2^2 = \left\{ l + \zeta_2 + h'_2 \left(1 - \frac{d\beta_2}{d\theta}\right)\right\}^2 \omega^2 .$$

Osserviamo che $l + h'_2$ non è altro che la distanza h_2 tra il punto O_1 e il baricentro G_2 della massa M_2. Sarà dunque:

$$v_2^2 = \left(h_2 + \zeta_2 - h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta}\right)^2 \omega^2 ,$$

da cui, sviluppando il quadrato, e trascurando dei termini piccolissimi, si ricava:

$$v_2^2 = \left(h_2^2 + 2\, h_2 \zeta_2 - 2\, h_2 h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta}\right) \omega^2 .$$

Questo valore di v_2^2 sostituiamolo nella formula (75). Poniamo inoltre, al posto di ω_2^2, $\left(1 - 2 \frac{d\beta_2}{d\theta}\right) \omega^2$. Avremo:

$$E_c^2 = \frac{1}{2} M_2 \left(h_2^2 + 2\, h_2 \zeta_2 - 2\, h_2 h'_2 \frac{d\beta_2}{d\theta}\right) \omega^2 + \frac{1}{2} I_2 \left(1 - 2 \frac{d\beta_2}{d\theta}\right) \omega^2 ;$$

od anche:

$$(76)\quad E_c^2 = \frac{1}{2}(I_2 + M_2 h_2^2)\,\omega^2 - \left\{ \frac{d\beta_2}{d\theta}(I_2 + M_2 h_2 h'_2) - M_2 h_2 \zeta_2 \right\} \omega^2 .$$

Ora essendo, nel pendolo allo stato naturale, $M_2 r_2^2$ il momento d'inerzia della massa M_2, rispetto all'asse $O_1 y$, I_2 il momento d'inerzia della stessa massa rispetto alla retta parallela alla precedente, che passa per il suo baricentro G_2, ed h_2 la distanza $O_1 G_2$, sarà per una nota formula sui momenti d'inerzia

$$I_2 + M_2 h_2^2 = M_2 r_2^2 ;$$

ed inoltre, avendosi: $h'_2 = h_2 - l$,

$$I_2 + M_2 h_2 h'_2 = I_2 + M_2 h_2 (h_2 - l) = I_2 + M_2 h_2^2 - M_2 l h_2 = M_2 (r_2^2 - l h_2).$$

la formula (76) potrà scriversi:

$$E_c^2 = \frac{1}{2} M_2 r_2^2 \omega^2 - M_2 \left\{ \frac{d\beta_2}{d\theta}(r_2^2 - l h_2) - \zeta_2 h_2 \right\} \omega^2 .$$

Ma per le formule (63) e (60), ponendo in esse $z = l$, sarà:

$$\frac{d\beta_2}{d\theta} = u_3(l)\cos\theta ,$$

$$\zeta_2 = u_1(l)\, l \cos\theta + u_2(l)\, l\,(\cos\theta - \cos\theta_0) .$$

Dunque:

$$E_c^2 = \frac{1}{2} M_2 r_2^2 \omega^2 - M_2 \Big\{ (r_2^2 - l h_2)\, u_3(l)\cos\theta -$$

$$- l h_2 u_1(l)\cos\theta - l h_2 u_2(l)(\cos\theta - \cos\theta_0) \Big\} \omega^2 .$$

E facendo al solito $\cos\theta = \cos\theta_0 = 1$:

$$(77)\quad E_c^2 = \frac{1}{2} M_2 r_2^2 \omega^2 - M_2 \left\{ (r_2^2 - l h_2)\, u_3(l) - l h_2 u_1(l) \right\} \omega^2 .$$

22. Abbiamo così le tre quantità E_c^0, E_c^1, E_c^2, date dalle tre formule (73), (74) e (77): dalle quali, sommando membro a membro, si ricava:

$$E_c^0 + E_c^1 + C_c^2 = \frac{1}{2}(M_0 r_0^2 + M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2)\,\omega^2 -$$

$$- \{ M_0 l^2 U' + M_1 r_1^2 u_3(0) + M_2 (r_2^2 - l h_2)\, u_3(l) - M_2 l h_2 u_1(l) \} \omega^2$$

Sarà dunque, in virtù della formula (69):

$$\Delta Q\omega^2 = -\{M_0 l^2 U' + M_1 r_1^2 u_3(0) + M_2(r_2^2 - l h_2) u_3(l) - M_2 l h_2 u_1(l)\}\omega^2.$$

Ma si è trovato (§ 6):

$$\omega^2 = \frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0).$$

Se dunque poniamo:

$$Q_3 = 2\frac{l}{L}\left\{U' + \frac{M_1}{M_0}\left(\frac{r_1}{l}\right)^2 u_3(0) + \frac{M_2}{M_0}\left[\left(\frac{r_2}{l}\right)^2 - \frac{h_2}{l}\right] u_3(l) - \frac{M_2}{M_0}\frac{h_2}{l} u_1(l)\right\}$$

avremo:

$$\Delta Q\omega^2 = -l g M_0 Q_3 (\cos\theta - \cos\theta_0), \tag{78}$$

formula dello stesso tipo che le (40) e (67).

Calcoliamo la costante Q_3. Si ha (72):

$$U' = \frac{1}{l}\int_0^l \left\{\frac{z}{l} u - \frac{z}{l} u_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{r}{l}\right)^2 u_3\right\} dz.$$

Poniamo:

$$C_1 = \frac{1}{l}\int_0^l \frac{z}{l} u \, dz, \quad C_2 = \frac{1}{l}\int_0^l \frac{z}{l} u_1 \, dz,$$

$$C_3 = \frac{1}{2l}\left(\frac{r}{l}\right)^2 \int_0^l u_3 \, dz.$$

Sarà allora:

$$U' = C_1 - C_2 + C_3.$$

Poniamo ancora:

$$C_4 = \frac{M_1}{M_0}\left(\frac{r_1}{l}\right)^2 u_3(0), \quad C_5 = \frac{M_2}{M_0}\left[\left(\frac{r_2}{l}\right)^2 - \frac{h_2}{l}\right] u_3(l)$$

$$C_6 = \frac{M_2}{M_0}\frac{h_2}{l} u_1(l).$$

Avremo:

$$Q_3 = 2\frac{l}{L}(C_1 - C_2 + C_3 + C_4 + C_5 - C_6).$$

Calcoliamo la C_1. Si otterrà sostituendo alla u la sua espressione, data dalla formula (52):

$$C_1 = \frac{M_0 g}{ES} \frac{1}{l} \int_0^l \frac{z}{l} \left\{ \frac{z}{l} v(l) - v(z) \right\} dz ;$$

ovvero:

$$C_1 = \frac{M_0 g}{ES} \left\{ \frac{1}{3} v(l) - \frac{1}{l^2} \int_0^l z\, v(z)\, dz \right\} .$$

Se a $v(l)$ e ad $\int_0^l z\, v(z)\, dz$ si sostituiscono le loro espressioni ricavate dalle formule (54), si otterrà:

$$C_1 = \frac{M_0 g}{ES} \left[\left(\frac{l}{r} \right)^2 \left\{ \frac{1}{315} \frac{l}{L} + \frac{2}{45} A + \frac{1}{12} B - \frac{1}{72} \right\} - \right.$$
$$\left. - (4+3\lambda) \left\{ \frac{1}{45} \frac{l}{L} - \frac{1}{24} \right\} \right] .$$

Le costanti C_2 e C_3 si ottengono espresse dalle formule:

$$C_2 = \frac{M_0 g}{ES} \left\{ \frac{5}{24} + \frac{1}{3} \frac{M_2}{M_0} \right\} ,$$

$$C_3 = \frac{M_0 g}{ES} \left[(4+3\lambda) \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{12} \frac{l}{L} \right\} + \lambda \left\{ \frac{1}{4} - \frac{1}{12} \frac{l}{L} \right\} - \right.$$
$$\left. - 2(1+\lambda) C \right] \left(\frac{r}{l} \right)^2 .$$

Per avere le costanti C_4 e C_5, paragoniamo le loro espressioni a quelle delle costanti B_2 e B_3 (§ 18). Si troveranno le relazioni:

$$C_4 = \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{l h_1} B_2 , \quad C_5 = \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{r_2}{l} \right)^2 - \frac{h_2}{l}}{\frac{h_2}{l} - 1} B_3 .$$

Finalmente si ha:

$$C_6 = \frac{M_2 G}{ES} \left\{ \frac{M_2}{M_0} + \frac{1}{2} \right\} .$$

In tal modo anche l'energia cinetica $\Delta Q \omega^2$ resta pienamente determinata.

VIII.

Formule finali.

23. Riprendiamo la formula (9):

$$\Delta \omega^2 = \frac{-[\Delta E_c]_{\theta_0}^{\theta} - [\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} - \Delta Q \omega^2}{Q}, \tag{79}$$

che dà la correzione da farsi al quadrato della velocità angolare del pendolo rigido, per ottenere il quadrato della velocità angolare del pendolo elastico.

Si è trovato [formule (40), (67) e (78)]:

$$[\Delta E_c]_{\theta_0}^{\theta} = -g\, l\, M_0\, Q_1 (\cos\theta - \cos\theta_0),$$

$$[\Delta E_p]_{\theta_0}^{\theta} = g\, l\, M_0\, Q_2 (\cos\theta - \cos\theta_0),$$

$$\Delta Q \,.\, \omega^2 = -g\, l\, M_0\, Q_3 (\cos\theta - \cos\theta_0).$$

Si avrà dunque, sostituendo nella (79):

$$\Delta \omega^2 = g\, l\, M_0 (\cos\theta - \cos\theta_0 \frac{Q_1 - Q_2 + Q_3}{Q},$$

o più semplicemente:

$$\Delta \omega^2 = 2K \frac{2g}{L} (\cos\theta - \cos\theta_0), \tag{80}$$

ove:

$$K = l\, L\, M_0 \frac{Q_1 - Q_2 + Q_3}{4Q}. \tag{81}$$

Si ha inoltre:

$$\omega^2 = \frac{2g}{L} (\cos\theta - \cos\theta_0). \tag{82}$$

Sommando membro a membro le equazioni (82) e (80) otterremo il quadrato della velocità angolare del pendolo elastico, già indicata con ω' (§ 5). E sarà:

$$\omega'^2 = (1 + 2\,K)\frac{2g}{L}(\cos\theta - \cos\theta_0),$$

od anche

$$\omega'^2 = \frac{2g}{L'}(\cos\theta - \cos\theta_0),$$

essendo:

$$L' = \frac{1}{1 + 2\,K}\,L,$$

ovvero, per essere la costante K una quantità piccolissima:

$$L' = (1 - 2\,K)\,L. \tag{83}$$

La velocità angolare ω' si riferisce all'asse $O_1 z$, che passa per i centri delle sezioni estreme del cilindro, e che possiamo chiamare *asse del pendolo elastico*. La formula ottenuta esprime dunque la legge che *l'asse del pendolo elastico oscilla come un pendolo semplice di lunghezza* $(1 - 2\,K)\,L$.

Vediamo come è espressa la costante K. Dalla formula (68) si ricava:

$$Q = M_0\,r_0^2 + M_1\,r_1^2 + M_2\,r_2^2.$$

Moltiplicando membro a membro questa equazione colla (10), si ottiene:

$$\frac{Q}{L} = M_0\,h_0 + M_1\,h_1 + M_2\,h_2.$$

Quindi si avrà, sostituendo nella (81):

$$K = \frac{1}{4}\,M_0\,l\,\frac{Q_1 + Q_3 - Q_2}{M_0\,h_0 + M_1\,h_1 + M_2\,h_2}.$$

Calcoliamo finalmente la differenza

$$\Delta\,T = T' - T,$$

fra la durata di un'oscillazione del pendolo elastico, e la durata di un'oscillazione del pendolo rigido.

Volendo mantenerci, per il calcolo di ΔT, nel grado di approssimazione, a cui ci siamo tenuti finora, potremo porre:

$$T' = \pi \sqrt{\frac{L'}{g}}, \qquad T = \pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

le quali formule, a rigore, valgono soltanto per oscillazioni infinitesime. Sarà dunque:

$$\Delta T = \pi \sqrt{\frac{L'}{g}} - \pi \sqrt{\frac{L}{g}},$$

od anche

$$\Delta T = \left(\sqrt{\frac{L'}{L}} - 1\right) T;$$

e sostituendo a $\frac{L'}{L}$ il suo valore ricavato dalla formula (83):

$$\Delta T = (\sqrt{1 - 2K} - 1) T.$$

Ma, per essere la quantità K piccolissima, in luogo di $\sqrt{1 - 2K}$, ossia $(1 - 2K)^{\frac{1}{2}}$, possiamo scrivere $1 - K$. Onde avremo

$$\Delta T = -K T,$$

Questa formula, in via d'approssimazione, potrà ritenersi valida anche per oscillazioni di una certa ampiezza. Essa risolve completamente il problema che ci eravamo proposti.

SULLA VELOCITÀ DEI RAGGI CATODICI E SULLA CONDUTTIVITÀ ELETTROLITICA DEI GAS.

Ricerche di A. BATTELLI *e* A. STEFANINI.

1. I fenomeni della scarica elettrica sono così complessi, che riesce difficile ancora il decidere, quale precisamente sia il meccanismo della scarica stessa nei gas rarefatti. La tendenza generale è veramente quella di ritenere che i gas si comportino allo stesso modo degli elettroliti; ma la ricca letteratura di questo soggetto offre numerosi esempi di fatti e di considerazioni, che contraddicono un simile concetto, e sono continue le ricerche di nuovi criteri per decidere l'importante questione.

Uno di tali criteri può essere offerto dallo studio della natura e della velocità dei raggi catodici; i quali, com'è noto, si ritengono dovuti o ad un movimento ondulatorio dell'etere, o a particelle elettrizzate scagliate dal catodo.

Ora, se in un gas rarefatto, i raggi catodici consistessero realmente in un movimento di particelle elettrizzate, sarebbe naturale di attribuire a queste medesime particelle, che sarebbero analoghe agli ioni degli elettroliti liquidi, il trasporto dell'elettricità; e la cognizione della velocità dei raggi catodici, in gas di natura diversa e a rarefazioni diverse, potrebbe fornire un giudizio per riconoscere se anche pel passaggio della scarica in un gas rarefatto vale la medesima legge di Faraday, che regola la trasmissione della corrente nei liquidi elettrolitici.

Infatti, se con m si rappresenta la carica elettrica trasportata da uno di quei proiettili catodici, e con V la caduta di potenziale cui è dovuta la scarica, l'energia di tale proiettile sarà m V; e poichè tale energia, se M è la massa ponderabile del proiettile e v la velocità che possiede, è data anche da $^1/_2$ M v^2, dovrà essere

$$m\,\mathrm{V} = \frac{1}{2}\mathrm{M}v^2.$$

Se la scarica è di natura elettrolitica il rapporto $\frac{M}{m}$ deve essere costante, qualunque sieno gli ioni (purchè della stessa valenza) e qualunque sia V. La prova di ciò si avrebbe dunque se si potesse constatare che

$$\frac{V}{v^2} = \text{costante}, \tag{1}$$

qualunque sieno le condizioni della scarica.

Da esperienze che il Kaufmann [1]) eseguì sulla deviazione dei raggi catodici in un campo magnetico, si dedurrebbe che il rapporto $\frac{M}{m}$ anzidetto non resterebbe costante al variare della natura e della rarefazione del gas adoprato; ma i dati sui quali tale deduzione si fonda non sono del tutto sicuri, e d'altra parte per la verificazione della (1) è d'importanza capitale conoscere i valori precisi della velocità v dei raggi catodici entro i tubi di scarica. Tali valori non ci sono forniti completamente nè dalle citate esperienze del Kaufmann, nè da quelle finora intraprese in proposito da altri; sia perchè in generale le misure di v sono state eseguite per una sola rarefazione e senza la indicazione del corrispondente valore di V, sia per la discordanza notevole che si riscontra fra i valori trovati dai diversi sperimentatori.

2. Una prima misura dovuta a J. J. Thomson [2]) aveva dato per tale velocità il valore di 200 $^{km}/_{sec}$. Quella misura fu eseguita determinando, con uno specchio rotante, il tempo che separa l'apparire della luminosità in due punti della parete del tubo di scarica, situati a differente distanza dal catodo. Ma siffatto metodo, come fu poi riconosciuto dal Thomson stesso [3]), è soggetto ad errori, perchè il vetro richiede un certo tempo prima di diventar fluorescente sotto il bombardamento catodico, ed è probabile che questo tempo sia tanto maggiore, quanto minore è l'intensità dei raggi, e quindi quanto più lon-

1) Wied. Ann., 61, p. 544, 1897.
2) Phil. Mag. (5), 38, p. 358, 1894.
3) Phil. Mag. (5), 44, p. 315, 1897.

tano dal catodo è il punto colpito. Nè ad eliminare completamente questa difficoltà poteva servire l'obliquità che venne data ai raggi che cadevano sul punto più vicino, affinchè la luminosità dei due punti del tubo apparisse egualmente intensa.

Un'altra misura della velocità dei raggi catodici fu fatta dal Maiorana [1]), osservando con uno specchio girante il tempo che separa gli istanti in cui si illuminano due tubetti a rarefazione, disposti paralleli e vicini fra loro, e collegati rispettivamente a due elettrodi del tubo di scarica diversamente distanti dal catodo. Egli trovò così una velocità vicina a 600 km/sec., e cercò di spiegare la differenza fra questo suo resultato e quello del Thomson osservando che probabilmente il fascio catodico contiene raggi dotati di velocità diverse; ciò che è reso evidente dalla dispersione che essi subiscono in un campo magnetico.

Ma anche il metodo del Maiorana può dar luogo ad obiezioni, lasciando sorgere il dubbio che il tempo richiesto dai due tubetti per illuminarsi possa essere differente, a motivo della diversa intensità dei raggi che colpiscono gli elettrodi ai quali quei tubetti sono collegati. Inoltre, il fatto che spesso l'immagine dei tubetti nello specchio girante è accompagnata da code luminose, che possono giungere alla lunghezza di 7 m/m, rende molto variabile lo spostamento dei due punti luminosi, da cui si deduce poi la misura della velocità; talchè questa può anche scendere al valore di 100 km. al sec. Se pure tali differenze possano spiegarsi con la complessità anzidetta del fascio dei raggi catodici, resta tuttavia il sospetto che nemmeno il metodo di Maiorana si presti a dare resultati precisi.

3. Quantunque la differenza fra i valori trovati dal Thomson e dal Maiorana sia considerevole, pure le velocità da essi stabilite rimangono sempre del medesimo ordine di grandezza.

Invece esperienze più recenti di J. J. Thomson [2]) porterebbero ad attribuire ai raggi catodici velocità di poco inferiori a quella della luce. A quest'ultimo resultato egli giunse

1) N. Cimento, (4), 6, p. 336, 1897.
2) Phil. Mag. (5), 44, p. 293, 1897.

per via di due metodi indiretti, consistenti nell'osservare la curvatura che i raggi subiscono quando attraversano un campo magnetico o un campo elettrostatico. I valori di v trovati dal Thomson con questi due metodi variano: col primo da 10^9 a 13×10^9 cm/sec., e coll'altro da $2,2 \times 10^9$ a $3,6 \times 10^9$ cm/sec., a seconda dei gas (aria, H, CO_2), o del tubo usato.

Ed anche altre misure del Lenard [1]) del Wien [2]), e del Kaufmann [3]), eseguite con metodi analoghi a quello ultimo del Thomson, dànno pei raggi catodici velocità poco diverse da quelle della luce.

4. Le condizioni delle misure eseguite col metodo della deviazione del fascio catodico in un campo elettrostatico o magnetico, offrono per altro varie difficoltà di ottimo successo.

Ad esempio, il Thomson stesso riconosce che il modo di determinare il raggio di curvatura del fascio catodico dalla posizione della macchia fluorescente, induce degli errori, che nelle sue esperienze posson salire fino al 20 per %. È inoltre difficile che nelle medesime esperienze possa riuscire esatta la misura della carica elettrica trasportata dai raggi catodici. Se, com'è probabile, a determinare quella carica concorre soltanto una frazione, che può essere anche piccola, delle particelle elettrizzate, il valore ottenuto per v può essere maggiore assai del vero.

Nonostante questa difficoltà non ci sembra però che possa mettersi in dubbio l'ordine di grandezza, per lo meno, dei resultati ottenuti; tanto più che a valori del medesimo ordine conducono anche le misure del Wiechert [4]), che furono eseguite con mezzi affatto diversi da quelli usati dal Thomson e dagli altri.

5. Ora, se le misure dirette del Thomson e del Maiorana fossero giuste pur esse, bisognerebbe concludere che siamo in presenza di due fenomeni diversi: e si potrebbe pensare che

1) Wied. Ann. 64, p. 279, 1898.
2) Verh. d. physik Ges. zu Berlin, 1897, p. 165, e 1898, p. 10.
3) Wied. Ann. 65, p. 431, 1898.
4) Götting. Nachr. math. phys. Classe, p. 292, 1898.

in un caso misuriamo la velocità di un fenomeno ondulatorio prodotto dalla scarica al catodo, e nel secondo la velocità di particelle cariche di elettricità scagliate dal catodo, o la velocità di propagazione dell'elettricità nel gas rarefatto.

Sarebbero quindi i resultati del metodo diretto quelli che ci potrebbero dare indicazioni sul problema della conduttività elettrolitica dei gas.

6. Perciò ci proponemmo di eseguire nuove misure sulla velocità dei raggi catodici, sperimentando su gas diversi, a differenti pressioni, con un metodo diretto e tale che non offrisse più il lato ad alcuna seria obiezione.

Pensammo che un elettrometro a quadranti, di piccola capacità, unito successivamente a diversi elettrodi-sonde, disposti lungo il tubo di scarica da una medesima parte del catodo, potesse servirci da rivelatore ben adatto per determinare il momento in cui la scarica giunge a ciascuno di tali elettrodi. Infatti, se vi sarà un ritardo fra l'istante in cui l'elettrodo è colpito dalla scarica e quello in cui comincia la deviazione dell'ago dell'elettrometro, cotal ritardo potrà dipendere solamente dal tempo che occorre perchè l'ago acquisti il potenziale sufficiente a farlo muovere. Ora, poichè la capacità e la sensibilità dell'elettrometro restano costanti, l'ago comincerà ogni volta a deviare appena la scarica avrà apportato all'elettrodo, cui l'ago è riunito, una stessa quantità di elettricità. Se l'intensità del fascio catodico diminuirà colla distanza dal catodo, i diversi elettrodi richiederanno tempi diversi per ricevere la stessa quantità di elettricità, e soltanto se la carica necessaria a far deviare l'ago sarà piccolissima in confronto di quella trasportata dai raggi catodici, tali diversità di tempo potranno essere trascurabili. Il metodo da noi scelto richiede adunque di sottoporre a verificazione quest'ultima circostanza; ciò che può farsi senza difficoltà adoperando un tubo di scarica assai lungo, e studiando se la velocità dei raggi catodici, determinata con questo metodo, si mantiene o no costante lungo tutto il tubo.

7. La disposizione, che in seguito a tali considerazioni abbiamo usato, è la seguente (fig. 1):

La corrente di una batteria P di sette accumulatori è fatta passare per l'induttore di un rocchetto R e per un contatto A, portato da un micrometro che permette di spostare il contatto verticalmente. I fili dell'indotto comunicano col catodo C e con l'anodo D del tubo di scarica T. Il catodo è formato da un dischetto di alluminio di 15 mm. di diametro, l'anodo è un anello di filo di platino. Lungo il tubo, e a mezzo metro di distanza l'uno dall'altro, son posti diversi elettrodi-sonde, formati da fili di platino normali all'asse del tubo stesso. Uno di tali elettrodi comunica con uno dei pezzi di un secondo contatto B portato parimenti da un micrometro; l'altro pezzo di questo contatto è congiunto con una delle coppie di quadranti dell'elettrometro E, e la seconda coppia di quadranti è in comunicazione col suolo. Tanto l'elettrometro, quanto i fili di comunicazione, sono stati difesi accuratamente da ogni induzione, circondandoli di conduttori congiunti col suolo.

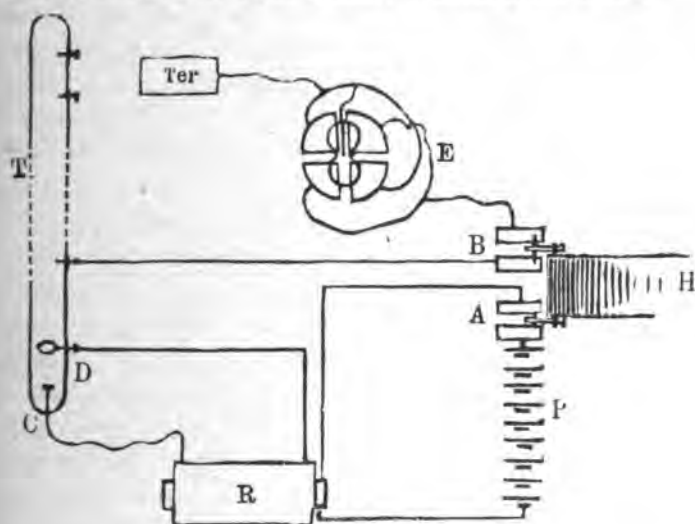



Fig. 1.

Quando s'interrompe bruscamente il contatto A si ha la scarica nel tubo, e i raggi catodici portano una carica su tutti gli elettrodi che il tubo stesso contiene; ma se interrotto il

contatto A, interromperemo poi quello B prima che i raggi catodici possano arrivare sull'elettrodo cui è riunito l'ago dell'elettrometro, questo non devierà. Cambiando per tentativi l'intervallo di tempo che separa l'apertura dei due contatti A e B, potremo determinare l'istante in cui ciascuno degli elettrodi-sonda comincia a ricevere la carica, e quindi potremo anche misurare la velocità con cui si muovono i raggi portanti la carica stessa.

Nelle nostre esperienze avevamo bisogno di misurare un intervallo piccolissimo di tempo; perchè se la velocità dei raggi catodici fosse di circa 600 $^{km}/_{sec.}$ come fu trovato dal Maiorana, ad una distanza di 1 m. fra due degli elettrodi-sonda del tubo di scarica corrisponderebbe un intervallo di $\frac{1}{600000}$ di sec. Per intervalli così piccoli non si poteva quindi ricorrere ai soliti interruttori a pendolo; perchè anche quello del Felici, che è il più preciso che noi conosciamo, può dare con sicurezza soltanto il quarantamillesimo di secondo, che corrisponde ad una distanza di $^1/_{20}$ di mm. fra i contatti che vengono successivamente aperti. Anche aumentando la sensibilità di tali interruttori, sostituendo al pendolo un peso cadente da una notevole altezza (18 m., ad es., come facemmo in alcune delle nostre esperienze preliminari), resta sempre in essi l'inconveniente della scintilla d'apertura, la cui durata può variare da una esperienza all'altra.

Come interruttore abbiamo adoperato perciò nelle presenti ricerche una ruota di 1 metro di diametro, messa in moto da una dinamo, e munita di due coltelli che rompono successivamente i due contatti. Potendo tal ruota compiere circa 25 giri al secondo, disponevamo così di una velocità periferica di circa 75 $^{m}/_{sec.}$, che ci permetteva di misurare $\frac{1}{1\,500\,000}$ di secondo, corrispondente a $^1/_{20}$ di mm. di distanza verticale fra i contatti A e B.

Alla periferia della ruota H sono fissati i due coltelli, di ebanite, uno per parte, ma ambedue col taglio su uno stesso raggio. Ciascuno di tali coltelli passa attraverso due mensolette (contradistinte nella figura con le stesse lette-

re A e B), a cavalcione delle quali si pone una lastrina di bismuto, o di una lega fragilissima di bismuto e zinco, che è tenuta fissa da apposite molle di pressione. Tali mensole sono portate da micrometri che permettono di spostarle verticalmente, e sono fissate su una tavola che, scorrendo entro due solide guide, si può avvicinare a volontà alla ruota girante.

Tenendo ferma la ruota, si portano da prima ambedue le lastrine a contatto con i coltelli; poi, lasciando ferma quella che costituisce il contatto B, si abbassa la C della quantità voluta. Si portano indietro le mensolette, si pone in moto la dinamo, e quando la ruota ha raggiunto la sua velocità costante, le si spinge bruscamente contro il pezzo che porta le mensolette. Accade talvolta che in quel moto di avvicinamento alla ruota, le lastrine incontrano la periferia dei coltelli, e in tal caso l'esperienza è fallita; ma avviene anche spesso che le lastrine arrivino in tempo opportuno al di sotto dei coltelli. È facile accorgersi se la manovra ha avuto buon esito, perchè in questo caso le lastrine si trovano rotte senza nessuno spostamento orizzontale al di sotto delle molle che le tengono a posto. Poichè la distanza che separa le due mensolette su cui poggia una lastrina è di 5 mm., e le lastrine sono fragilissime, è impossibile che esse, sotto l'urto violento che ricevono, s'inflettano prima di rompersi. Infatti, quando la esperienza riesce, il coltello porta via di netto soltanto il pezzo di lastrina, che corrisponde allo spessore dell'ebanite.

L'apertura dei contatti con la rottura di lastrine fragilissime — che hanno tutte il medesimo spessore di 1 mm. — se non elimina la scintilla d'apertura, la rende però senza influenza nociva sui resultati; perchè tale scintilla avrà, in ciascuna esperienza, la medesima durata, la quale non sarà mai maggiore del tempo, che il taglio del coltello impiega a percorrere uno spazio uguale allo spessore della lastrina.

Riteniamo che ciò costituisca un notevole vantaggio del nostro interruttore sugli altri prima d'ora adoperati.

La velocità della ruota che porta i coltelli si misura con metodo acustico, determinando, per mezzo di un risonatore emisferico-cilindrico a capacità variabile, la nota che rende una sirena di Seebeck fissata sull'asse della dinamo. In questo

modo si riconosce con tutta sicurezza il valore della nota, a meno di $^1/_{10}$ di semitono.

Il tubo di scarica T è congiunto ad una pompa a mercurio, e la pressione interna veniva misurata con la provetta di Mac Leod. Ma un'indicazione assai opportuna dello stato del gas nel tubo di scarica, si può avere anche determinando la lunghezza della scintilla d'aria equivalente. Questa misura occorre farla, peraltro, rompendo il contatto B al modo stesso di quando si misura la velocità dei raggi catodici; perchè aprendo a mano il circuito inducente del rocchetto, la scintilla equivalente è molto più corta.

La lunghezza di questa scintilla equivalente serve anche ad indicare la caduta di potenziale sotto la quale si muovono i raggi catodici.

I risultati che finora abbiamo ottenuto per la scarica nell'aria a due pressioni diverse, sono i seguenti:

Distanza fra il catodo e l'elettrodo unito all'elettrometro	Distanza fra le lastrine A e B per la quale l'elettrometro comincia a deviare	Velocità della ruota	Velocità corrispondente dei raggi catodici
a) Pressione mm. 0,005 di Hg.; caduta di potenziale V = 25000 volta.			
0,50	1	60,288 m/sec.	57969 m/sec.
1,50		60,288 »	
2,50	0,90	60,288 »	61518 »
b) Pressione mm. 0,001 di Hg; caduta di potenziale V = 120000 volta.			
0,50	0,50	60,193 m/sec.	120576 m/sec.
1,50		60,193 »	
3,00	0,75	60,193 »	120576 »

I valori segnati nella seconda colonna sono la media di molte determinazioni, tutte ben concordanti a meno di $^1/_{10}$ di mm.

Si vede da questa tabella che la velocità dei raggi catodici dipende molto dalla pressione dominante nel tubo di scarica, e quindi dalla caduta di potenziale che li determina. Si vede inoltre che ad ambedue le pressioni studiate, cotal velocità si mantiene costante lungo tutto il tubo. Questo sta a provare che il metodo da noi seguìto è atto a fornire resultati attendibili.

Si dovrebbe adunque concludere che misurando la velocità della scarica dagli effetti diretti che producono le particelle elettrizzate che essa trasporta, si ottengono valori molto minori di quelli, che si deducono supponendo che a quelle particelle possano applicarsi le leggi della deviazione, che in un campo elettrostatico o magnetico subiscono masse in moto cariche di quantità determinate di elettricità.

8. Se le particelle che trasportano la scarica nel gas sono quelle stesse cui si devono i fenomeni luminosi, la velocità con la quale esse si muovono può esser misurata anche applicando il principio di Doppler — dello spostamento, cioè, delle righe spettrali dovute alla luce che emana dai corpi che si muovono nella direzione del raggio luminoso.

A questo proposito si conoscono già i resultati negativi dello Zahn [1]) per le scariche nei tubi di Geissler, e del Trowbridge [2]) per le scariche oscillanti fra due punte di ferro. Ma poichè la velocità della scarica varia molto con la rarefazione del gas, potrebbe darsi che alle pressioni adoperate in quelle esperienze, tale velocità fosse troppo piccola per poter essere misurata con questo metodo. Perciò credemmo opportuno di fare un tentativo anche pel caso dei raggi catodici, adoprando un reticolo di Rowland di 10 piedi di raggio di curvatura e di 14438 linee per pollice.

A tale scopo abbiamo costruito il tubo rappresentato dalla fig. 2. La parte BC è posta davanti al reticolo Rowland, in modo che una fenditura sottile sia illuminata per metà dal

1) Wied Ann., 10, pag. 246, 1880.
2) Phil. Mag., (5), 30, p. 480, 1890.

tratto BD e per l' altra metà dal tratto DE. I dischetti A e B di alluminio sono riuniti fra loro esternamente al tubo e servono da càtodo; il filo C serve da anodo. Perchè le righe dello spettro apparissero più brillanti, nel circuito di scarica si metteva in derivazione col tubo un condensatore.

Fig. 2.

Abbiamo dato al tubo questa forma, perchè la fenditura fosse illuminata dai soli pennelli luminosi che si staccano e si protendono a poca distanza dai catodi, e non dalla luminosità diffusa che invade tutto il resto del tubo. Spingevamo la rarefazione a tal punto, da avere ben netti i raggi catodici, e assai viva la fluorescenza verde sulle pareti del tubo.

Fra le diverse righe e bande luminose dello spettro generato dal tubo [1]) abbiamo preso più specialmente di mira la riga $H_\beta = 0^\mu,486$ dell' idrogeno, chè è la più brillante di tutte; essa coll' oculare di Fresnel apparisce un po' diffusa, ma da una parte ha il lato ben netto.

Quando ambedue i dischetti A e B funzionano da catodo, le due metà della riga che appariscono nel campo dell'oculare, sono in continuazione esatta l' una dell' altra; e sopprimendo la comunicazione di uno dei catodi col rocchetto d'induzione, la metà della riga che resta visibile non presenta alcuno spostamento rispetto alla porzione che era prima occupata dall' altra metà. Ugual comportamento si ha con tutte le altre righe o bande luminose che si possono osservare nello spettro del tubo.

Lo spostamento apparente di 1 mm., che avremmo potuto constatare con sicurezza nella riga osservata, avrebbe corrisposto alla velocità di circa 60 $^{km}/_{sec}$ nelle particelle luminose;

1) Nelle nostre esperienze abbiamo osservato sempre lo spettro del primo ordine, essendo bastantemente disperso e del resto essendo l' unico che mostrasse una buona luminosità.

dobbiamo perciò concludere che i fenomeni luminosi, che si presentano nel fascio catodico, non risiedono nelle particelle che trasportano la scarica.

Conclusione.

Ci siamo indotti a pubblicare questa prima parte del lungo e difficile studio intrapreso, perchè anch' essa può recare contributo al problema della conduttività dei gas rarefatti, in quanto i risultati da noi ottenuti aumentano la probabilità che nella scarica si abbia effettivamente un moto di particelle elettrizzate. Infatti, la velocità da noi trovata, poichè varia con la rarefazione del gas, ed è di un ordine di grandezza troppo inferiore a quella della luce, non può appartenere alla propagazione di un fenomeno ondulatorio nell' etere.

Abbiamo dunque la conferma di quanto supponemmo nel § 5; che, cioè, ove non si vogliano mettere in dubbio i resultati ottenuti con il metodo delle deviazioni dei raggi catodici, troviamo nella scarica la sovrapposizione di due fenomeni: l' uno di trasporto di particelle materiali elettrizzate, l' altro che ha la sua sede nell' etere, e che potrebbe consistere o in un moto ondulatorio, alla cui esistenza accennerebbero principalmente le esperienze di Jaumann [1]) sull'interferenza dei raggi catodici, o in un movimento di particelle dell' etere dotate di massa, le quali — secondo le deduzioni del Lenard [2]) —, trasporterebbero delle cariche elettriche e formerebbero i raggi catodici. Queste particelle d' etere, per altro, secondo i resultati delle nostre esperienze fatte col metodo Doppler, non sarebbero di per loro stesse luminose, ma col loro moto ecciterebbero nel fascio catodico la luminosità, che sarebbe di natura puramente ondulatoria.

A noi sembra perciò che il risultato di queste esperienze combinato cogli altri fatti finora conosciuti, portino a ritenere che la scarica nei gas sia accompagnata da importanti modificazioni chimiche, le quali molto probabilmente consistono in

1) Wied. Ann. 67, p. 741, 1899.
2) Wied. Ann. 64, p. 279, 1898.

una dissociazione delle molecole, che rende liberi gli ioni, i quali sono poi scagliati dagli elettrodi con velocità più o meno grande a seconda della rarefazione del gas e della tensione agli elettrodi [1]).

La corrente di ioni negativi darebbe origine ai raggi catodici, quella degli ioni positivi ai raggi anodici, la cui esistenza ha assunto ormai un grado di altissima probabilità.

Non ci sembra invece sostenibile con fatti sicuri l'ipotesi che nei gas, anche prima della scarica, si trovino ioni liberi. Contro di questa stanno particolarmente i resultati delle esperienze di J. Thomson e Rutherford [2]), le quali mostrano che fino a quando l'aria non è ionizzata dai raggi X, non è capace di condurre una corrente elettrica. Ad uguale conclusione portano le esperienze del Bouty [3]), il quale, studiando le variazioni di capacità che presenta un condensatore quando fra le sue armature si introduca un elettrolito liquido, trova che fino a quando il campo elettrostatico non ha superato un certo limite, un gas rarefatto è un dielettrico perfetto, e che non si può quindi parlare di ioni liberi in un gas rarefatto a una pressione qualunque e nelle condizioni normali, cioè se non sia modificato o dai raggi X o dai raggi uranici ecc.

Si può invece affermare con molta probabilità che quando la differenza di potenziale fra gli elettrodi ha raggiunto il valore necessario a produrre nello stato del gas quella tal modificazione che permette il passaggio della corrente (scarica), questa si stabilisce, e comincia la scomposizione che rende liberi gli ioni; la cui presenza nel gas — mentre la corrente lo attraversa — è necessaria per spiegare la sua luminosità e le azioni deviatrici che il fascio luminoso risente dai corpi elettrizzati.

Se il movimento di questi ioni segue anche nei gas le leggi di Faraday, è quanto speriamo che ci potranno dire le

1) Non si può ammettere che la scarica avvenga mediante particelle che si stacchino dagli elettrodi, perchè si sa che mentre i diversi metalli sono polarizzati in grado così diverso quando funzionano da catodo, il Perrin (Ann. de Chim. et de Phys. (7), 11, p. 496, 1897) trovò che la natura di questo non influisce affatto sulla deviabilità del fascio catodico.

2) Philosoph. Magaz. (5), 42, p. 392, 1896.

3) Comptes rendus, 129, p. 152, 1899.

esperienze che abbiamo intraprese per misurare, col metodo sopra descritto, la velocità della scarica in vari gas, a pressioni e a differenze di potenziale diverse.

Istituto di Fisica dell' Università di Pisa
Settembre 1899.

SUL FLUSSO DI ENERGIA MECCANICA.

Lettura fatta in Como

dal Prof. VITO VOLTERRA

nella seduta del 21 Settembre 1899 della Società Fisica Italiana.

Mi permetto di tener parola in questa riunione della nostra Società di uno studio che ha formato il soggetto di alcune mie ricerche in quest' anno, cioè della propagazione e del flusso della energia meccanica.

Io prendo la libertà di intrattenere sopra esso i miei Colleghi non tanto per render loro conto del lieve contributo che ho apportato alla questione, quanto per far conoscere e divulgare la questione stessa, la quale, sebbene abbia formato l' oggetto di varii studii di più autori, pure è ben lungi dall' essere esaurita; e per le sue applicazioni, come per la sua importanza filosofica, è degna di formar l' oggetto di svariate ricerche e di profonde meditazioni: onde m' auguro che le poche parole che dirò possano eccitare altri ad occuparsi di questo argomento.

È evidentemente inutile che io ricordi quì che cosa sia il principio della conservazione dell' energia, quale il suo significato, o che io rilevi la sua enorme importanza in ogni ramo delle scienze fisiche e naturali. È pure inutile che io ricordi le difficoltà e le opposizioni che ha incontrato dapprima, e la critica sagace a cui fu sottomesso anche recentemente. Critica utile che ha rivelato la portata ed il vero significato di questo principio, il quale ha preso nella scienza il suo posto accanto a quello della conservazione della materia.

Così la materia come la energia si conservano nelle loro varie trasformazioni.

Ma al principio della conservazione dell' energia enunciato nella sua forma primitiva è venuto recentemente a sovrapporsene un altro, o per meglio dire il principio stesso è stato completato e la sua analogia col principio della conservazione della materia è divenuta in tal modo più stretta.

Tutti noi sentiamo continuamente dire che l' energia è qualche cosa che si acquista e che si distribuisce al pari delle varie sostanze. È naturale quindi che sia sorto il concetto che la energia debba essere, come la materia, localizzata in certe parti piuttostochè in certe altre dello spazio. Questo nuovo principio di cui parlo è quello che prende il nome di *principio della localizzazione dell' energia* e ad esso si associa lo studio della maniera di cambiar luogo dell' energia, ossia del muoversi di essa, o, come si dice ordinariamente, del *flusso dell' energia,* giacchè si ammette, al pari che per la materia, che la energia non possa sparire da una data regione dello spazio per apparire in un' altra senza avere attraversato delle regioni intermedie. Precisamente il trasporto della energia avviene con continuità come il moto della materia.

Così, quando la energia calorifica solare passa dal sole alla terra, essa deve attraversare le regioni intermedie e quindi deve in questo passaggio localizzarsi successivamente nello spazio interposto fra l' astro del giorno ed il nostro pianeta.

Fu nel 1884 che il fisico inglese Poynting pubblicò nelle *Phylosophical Transactions* di Londra la sua memoria sul moto dell' energia nel campo elettromagnetico. Essa segna una data memorabile, giacchè sotto una forma estremamente semplice egli espresse la legge con cui può ammettersi che l' energia elettromagnetica fluisca.

Le idee di Faraday e di Maxwell rovesciavano i vecchi concepimenti che facevano avvenire i fenomeni elettrici nei conduttori e ne trasportavano la sede nel dielettrico. Ora è nel dielettrico che, secondo la legge di Poynting, la energia fluisce in ogni punto in senso normale alla forza elettrica ed a quella magnetica.

Non starò ad approfondire questo concetto ormai ben noto ad ogni fisico; non posso però tralasciare di ricordare a questo proposito la lucida e profonda esposizione di esso e di tutte le questioni affini che formò l'oggetto di uno splendido discorso inaugurale all'Accademia dei Lincei dell' illustre e compianto nostro collega Ferraris.

Ma lo studio del flusso di energia non poteva mantenersi ristretto ai soli fenomeni elettromagnetici. Il Wien in un lavoro del maggiore interesse che venne inserito negli *Annali* di Wiedemann ha trattato la questione in maniera sistematica, seguendo il localizzarsi ed il muoversi della energia non solo nel caso di Poynting, ma in quelli della elasticità, della idrodinamica e del calore.

Un caso però era lasciato fuori; anzi ritenuto come non suscettibile di esser trattato: quello delle forze newtoniane e dei sistemi discontinui. Consideriamo, per fissare le idee, il sistema solare come sottratto ad azioni esterne. Si ha in questo caso un moto di materia consistente nel movimento degli astri che lo costituiscono i quali subiscono nel tempo stesso delle alterazioni nella loro costituzione, mentre le forze attrattive che agiscono su di essi variano in ogni istante.

Il sistema quindi considerato è discontinuo e le diverse parti hanno stato d' aggregazione diverso.

Alcuni corpi, o parti dei corpi costituenti il sistema, sono solidi, altri liquidi ed altri aeriformi. Alcuni di questi si trovano a contatto fra loro, altri possono concepirsi separati da porzioni di spazio non riempito di materia. La densità della distribuzione di materia è per conseguenza discontinua, come le velocità dei punti possono essere discontinue lungo le superficie che formano i limiti di separazione delle varie parti fra loro eterogenee del sistema. Le forze agenti sono le forze newtoniane di attrazione fra i varii elementi di materia e le forze elastiche interne.

È possibile stabilire in questo caso delle leggi atte a rappresentare come fluisce l' energia meccanica corrispondente in tutto lo spazio, ammesso che essa non si trasformi in altre energie e per conseguenza si conservi costante?

È fuor di dubbio che il caso esaminato è così fondamentale che il sapere se è possibile dare o no una risposta alla

precedente domanda è una questione che è necessario affrontare. Se alla domanda che ci siamo fatta fosse impossibile dare una risposta, ciò costituirebbe non solo una enorme lacuna, ma noi saremmo costretti a cambiare totalmente il modo di concepire l'andamento di tutti i fenomeni della natura, ossia l'intero sistema di filosofia naturale che si basa sul concetto di trasporto dell'energia dovrebbe essere abbandonato.

Ci proponiamo ora di provare come la domanda fatta sia suscettibile di una risposta affermativa e nello stesso tempo indicheremo quali sono le difficoltà che si incontrano. Mostreremo come sia possibile esprimere il flusso di energia in ogni punto mediante il potenziale, la variazione della forza newtoniana col tempo, la velocità del moto della materia e le tensioni che si esercitano in quel punto, con *elementi* cioè *relativi tutti al solo punto considerato.*

Prima ancora di attaccare il problema è necessario peraltro fare una osservazione preliminare sopra un punto che abbiamo lasciato finora da parte, sebbene si riferisca alla questione del flusso di energia esaminata in tutta la sua generalità.

È la questione di trovare il flusso di energia corrispondente ad un fenomeno naturale qualsiasi una questione determinata?

È facile riconoscere che, anche dopo ammessa una legge che localizzi l'energia, il problema è di per sè indeterminato. Infatti immaginiamo, per esempio, un flusso qualsiasi il quale non alteri in ogni luogo la quantità della materia fluente (come sarebbe il flusso di un fluido incompressibile) e riguardiamolo come un flusso di energia. Ciò premesso supponiamo di aver determinato il flusso di energia corrispondente ad un certo fenomeno.

Se lo componiamo con quello precedente, evidentemente il nuovo flusso potrà sempre farsi corrispondere allo stesso fenomeno. Vediamo dunque che, se il problema è suscettibile di esser risoluto, si avranno infinite soluzioni.

Una tale indeterminazione non deve portarci però a ritenere che la soluzione della questione sia illusoria. Una analoga indeterminazione è la sorte di tutte le interpretazioni meccaniche dei fenomeni naturali.

Un' acuta e geniale osservazione del Poincaré mostra per esempio che ogni qual volta esiste una spiegazione meccanica di una questione fisica ne sussistono pure infinite altre. Ricordiamo ancora che la soluzione giustamente famosa data dal Maxwell del problema di determinare le tensioni di un mezzo elastico capaci di spiegare le azioni elettrostatiche non è che una delle infinite soluzioni che la questione stessa comporta. Eppure la indeterminazione di quest' ultima questione, come di quelle di dare dei modelli meccanici dei fenomeni elettrici o calorifici non ha trattenuto dal cercare di risolverle, dal discuterne le soluzioni e, quello che preme di più, non impedì di ottenere delle preziose ed utili conseguenze dalle soluzioni stesse.

D' altra parte per il problema che a noi preme di esaminare possiamo osservare che esso è indeterminato, ma che è sufficiente trovare una soluzione, perchè tutte le altre possano immediatamente dedursene; riguardata sotto questo aspetto la questione assume un carattere del tutto positivo.

Sgombrata così la via da questa difficoltà di indole generale, veniamo a discutere più davvicino il nostro problema; quello cioè del flusso di energia in un sistema meccanico analogo al sistema planetario.

La energia meccanica che noi dobbiamo seguire nelle sue varie trasformazioni consta della *energia cinetica*, di quella *elastica* e della *energia potenziale* delle forze newtoniane che agiscono fra le varie parti del sistema. Il localizzare le due prime specie di energia è cosa che non presenta alcuna difficoltà, giacchè la forza viva e la energia elastica avranno sede nelle particelle mobili o deformate; ma la difficoltà nasce allorchè si deve localizzare la energia potenziale newtoniana.

Sarà sufficiente lo spazio ove si trova la materia attraente, oppure dovremo localizzarla anche esteriormente ad essa?

Possiamo senz' altro rispondere che dovremo attenerci a quest' ultima ipotesi.

È vero che in alcuni casi particolari, come per esempio in quello di due sfere invariabili che cadono l' una sull' altra in virtù della loro attrazione, si potrebbe immaginare distribuita l' energia di posizione entro le due sfere in

modo che quella contenuta entro ognuna venisse man mano a trasformarsi in energia cinetica relativa alla sfera stessa. Ma si ingannerebbe chi credesse che ciò fosse suscettibile di essere esteso al caso generale.

Basterebbe esaminare tre anzichè due sfere, per convincersi della impossibilità di distribuire la energia potenziale entro di esse dipendentemente dalle loro masse e posizioni in modo che avvenisse entro ogni sfera la trasformazione della energia potenziale in cinetica o viceversa. Infatti, se ciò fosse possibile, dovrebbe esistere una relazione generale fra la velocità di ogni sfera e la sua posizione, relazione che toglierebbe al così detto problema dei tre corpi le sue ben note difficoltà. Ora questa relazione di fatto non esiste.

Volendo dunque abbracciare il sistema più generale è necessario immaginare in tutti i casi distribuita la energia potenziale in tutto lo spazio; anche nelle parti di esso ove non si trova la materia attraente.

Una tal cosa non deve maravigliarci, e tanto meno riescirci nuova; ed infatti che la energia possa trovarsi anche ove si ritiene che la materia non esiste deve pure ammettersi nello studio della energia calorifica e di quella luminosa od elettrica.

Mi sforzerò ora di mostrare in una maniera del tutto elementare come la detta distribuzione di energia possa ottenersi.

La energia potenziale newtoniana si misura sommando tutti gli elementi di massa moltiplicati per la metà del potenziale a cui ciascuno di essi si trova, e attribuendo quindi alla somma il segno negativo.

Supponiamo ora di percorrere un tubo sottilissimo di forza nel verso di questa. Il prodotto della sua sezione per la intensità della forza unitaria (cioè agente sull' unità di massa) si mantiene costante finchè il tubo attraversa una regione esterna alle masse; ma se si attraversa una regione ove si trova materia, il detto prodotto decresce proporzionalmente alla massa attraversata, per modo che prese due sezioni vicinissime (fig. 1) ω_1 e ω_2, ove la forza è respettivamente F_1 e F_2, la differenza $F_2 \omega_2 - F_1 \omega_1$ è eguale a $-4\pi m$, essendo m la massa conte-

nuta fra ω_1 e ω_2. Dunque se U è il potenziale nel punto medio **O, converrà** fare la somma dei termini

$$\frac{F_2\omega_2 - F_1\omega_1}{4\pi}\frac{U}{2}$$

Fig. 1.

estendendola a tutti gli elementi dello spazio.

Prendiamo una sezione ω_3 che disti da ω_2 quanto questa dista da ω_1, ed in essa la forza sia F_3; avremo un nuovo termine

$$\frac{F_3\omega_3 - F_2\omega_2}{4\pi}\frac{U'}{2},$$

essendo U′ il valore del potenziale nel punto medio O′ situato fra ω_2 e ω_3.

Riunendo le due parti contenenti ω_2, otterremo il termine

$$\frac{F_2\omega_2}{8\pi}(U - U').$$

Ora se la distanza piccolissima O O′ si chiama δ, avremo che

$$\frac{U' - U}{\delta} = F_2$$

e perciò l' espressione precedente diverrà

$$-\frac{F_2^2}{8\pi}\omega_2\delta.$$

Se conduciamo per O ed O′ le sezioni normali al tubo di forza $\omega_2\delta$ ci rappresenterà il volume S compreso fra esse, e quindi il termine precedente si scriverà

$$-\frac{F_2^2}{8\pi}S. \tag{1}$$

La somma di tutti i termini analoghi a questo ci misurerà l' energia potenziale newtoniana.

Vediamo dunque che si ha un modo di localizzare in ogni elemento dello spazio la energia newtoniana dipendentemente soltanto dalla forza che agisce in quel punto, stabilendo che ogni elemento contribuisca per una quantità eguale al proprio volume diviso per -8π e moltiplicato pel quadrato della forza stessa.

Non deve recarci sorpresa se otteniamo il resultato che la quantità con cui ogni elemento di spazio contribuisce nella energia potenziale è negativa.

Siccome noi studiamo il flusso di energia, così ciò che preme di considerare, anzichè il valore effettivo della quantità di energia è la sua variazione. La energia potenziale è d' altra parte individuata a meno di una costante addittiva arbitraria; noi potremmo dunque supporre, per esempio, aggiunta in ogni elemento una quantità costante di energia senza che perciò il flusso di essa venisse alterato. Con una conveniente aggiunta potrebbe concepirsi concentrata in ogni elemento una quantità positiva di energia.

Ci si potrebbe a questo punto proporre una questione: di vedere se a questo modo di distribuzione nello spazio della energia potenziale newtoniana fosse possibile far corrispondere un meccanismo speciale, sostituibile alle azioni a distanza, atto quindi a spiegarci le attrazioni newtoniane. Ma noi possiamo anche prescindere da qualsiasi ipotesi a questo proposito, come del resto si fa ordinariamente allorchè si studia la energia distribuita in un campo elettromagnetico. Non già che la questione non presenti un altissimo interesse, ma la sua discussione ci porterebbe troppo lontani. D' altra parte essa offre una grande difficoltà non ancora, a mia conoscenza, completamente superata.

Ciò premesso, per ottenere la legge del flusso di energia sarà necessario considerare un nuovo vettore, oltre la forza unitaria.

Sia F la detta forza agente in O (fig. 2) in un dato istante; dopo decorso un tempo piccolissimo t la forza stessa sarà cambiata in virtù del moto che hanno le varie parti del sistema e sarà divenuta F'. Il vettore $FF' = G$ ci misurerà il mutamento in grandezza e direzione ossia l' incremento subìto dalla forza durante

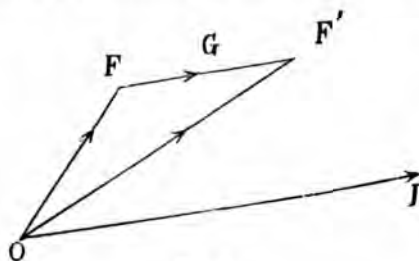



Fig. 2

il tempo t, e se dividiamo FF' per t avremo un nuovo vettore che esprimerà *l'incremento unitario della forza* per rapporto al tempo e che potremo tirare a partire dal punto O. Noi lo indicheremo con

$$I = \frac{G}{t} . \tag{2}$$

Possiamo dunque immaginare condotto per ogni punto dello spazio questo vettore I, che sarà diverso da punto a punto, e considerando delle linee aventi per tangente in ogni punto questo vettore otterremo un sistema di linee passanti per tutti i punti dello spazio analoghe alle linee di forza, che potremo chiamare le *linee di incremento di forza*, e mediante le quali potremo costruire, anzichè dei tubi di forza, dei *tubi di incremento di forza*. Evidentemente anche per questi tubi il prodotto della sezione per l'incremento unitario di forza sarà costante nelle regioni esterne alle masse, mentre in una parte dello spazio riempita di materia (vedi la fig. 4) prese due sezioni ω', ω'' di un tubo sottilissimo d'incremento di forza, la differenza dei prodotti delle due sezioni per i relativi valori dell'incremento di forza sarà eguale alla quantità di materia μ che penetra nella regione intermedia fra ω' e ω'' per unità di tempo moltiplicata per -4π, cioè

$$I_2\omega'' - I_1\omega' = -4\pi\mu . \tag{3}$$

Stabilito ciò, misuriamo l'incremento subìto in un tempuscolo t dalla quantità di energia potenziale contenuta in un dato elemento di spazio. Basterà perciò che riferendoci alla formula (1) noi calcoliamo l'incremento subito dal quadrato della forza unitaria nel tempo t. Dal triangolo OFF' (fig. 3) segue che

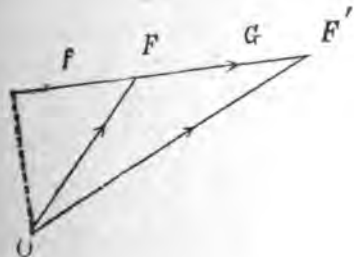



Fig. 3.

$$F'^2 - F^2 = 2FG\cos(\widehat{FG}) + G^2$$

e trascurando il secondo termine, che è infinitamente piccolo rispetto al primo, avremo

$$F'^2 - F^2 = 2\, FG \cos (FG) = 2\, fG$$

chiamando f la proiezione della forza F sopra la direzione G.

Dunque l'incremento subìto nel tempo t dalla quantità di energia potenziale contenuta in un elemento S di volume dello spazio sarà

$$-\frac{1}{4\pi} fG \,.\, S$$

e l'incremento unitario e_p per rapporto al tempo si otterrà dividendo per t, e quindi siccome [vedi (2)] $\frac{G}{t} = I$, resulterà

$$e_p = -\frac{1}{4\pi} fI \,.\, S \,.$$

Prendiamo per elemento S una porzione di tubo d'incremento di forza compresa fra due sezioni ortogonali ω' e ω'' situate a una distanza δ piccolissima fra loro. Il volume S sarà il prodotto della sezione media ω per δ, quindi la espressione precedente si scriverà

$$e_p = -\frac{1}{4\pi} fI\omega\delta \,.$$

Ma $f\delta$ è eguale alla differenza del potenziale U_2 in ω'', e del potenziale U_1 in ω', perciò avremo

$$e_p = \frac{1}{4\pi} (U_1 - U_2)\, I\omega \,. \tag{4}$$

Supponiamo ora di trovarci in una regione dello spazio esterna alle masse attraenti. Il prodotto $I\omega$ sarà costante lungo il tubo e in conseguenza potremo sostituirlo con $I_1\omega'$ o con $I_2\omega''$ essendo I_1 e I_2 i valori corrispondenti alle due sezioni e otterremo

$$e_p = \frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' \,. \tag{5}$$

Potremo dunque immaginare che attraverso ω' entri la quantità di energia $\frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega'$, e attraverso ω'' esca la quantità

$\frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega''$, ossia che l'energia fluisca lungo i tubi di incremento di forza con una intensità per unità di area eguale al prodotto dell'incremento unitario di forza pel potenziale diviso per 4π.

Ora, nella regione esterna alle masse, che abbiamo esaminata, non esiste altro che la energia newtoniana. La legge dunque del flusso di energia nella regione stessa è trovata.

Evidentemente il ragionamento fatto non è più valido per una porzione dello spazio ove si trova materia. Ivi esiste, oltre l'energia potenziale, anche quella cinetica e quella elastica; ma come vedremo ora, ripetendo un ragionamento analogo a quello che abbiamo fatto, colle necessarie modificazioni, si trova che il flusso totale di energia è resultante di tre flussi uno dei quali è quello precedentemente trovato e che chiameremo il *primo flusso* e gli altri due *(secondo e terzo flusso)* avvengono respettivamente lungo le linee di moto della materia e lungo altre linee dipendenti dalle tensioni elastiche.

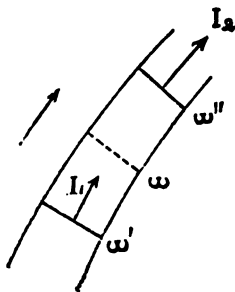



Fig. 4.

Riprendiamo perciò la formula (4); se noi consideriamo una regione ove si trova materia il prodotto $I\,\omega$ non si conserva più costante lungo il tubo di incremento di forza (v. fig. 4) onde la espressione (4) non potrà più assumere la forma (5); però sarà facile trovare i termini che si dovranno aggiungere al secondo membro di questa equazione affinchè essa possa sussistere. Potremo infatti scrivere

$$e_p = \frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' - \frac{1}{4\pi} U_1 (I_1 \omega' - I\omega) - \frac{1}{4\pi} U_2 (I\omega - I_2\omega'')$$

come si può verificare subito osservando che, dopo sviluppate le parentesi, il primo termine si elimina col terzo ed il secondo coll'ultimo.

Se nei due ultimi termini ad U_1 e U_2, sostituiamo il valore medio U del potenziale nello spazio compreso fra ω' e ω'' altereremo l'espressione precedente di quantità trascurabili, giacchè U_1 e U_2 sono moltiplicati per quantità infinitamente piccole; per conseguenza si potrà scrivere

$$e_p = \frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' - \frac{1}{4\pi} U [I_1 \omega' - I \omega + I \omega - I_2 \omega'']$$

ed eliminando i termini simili entro l'ultime parentesi, avremo

$$e_p = \frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' - \frac{1}{4\pi} U (I_1 \omega' - I_2 \omega'').$$

Ma [vedi (3)] $\frac{I_1 \omega' - I_2 \omega''}{4\pi} = \mu$, quindi

$$e_p = \frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' - U \mu .$$

Vale a dire

$$\frac{1}{4\pi} U_1 I_1 \omega' - \frac{1}{4\pi} U_2 I_2 \omega'' = e_p + U \mu .$$

Questa formula prova che quel flusso di energia che abbiamo chiamato il *primo flusso di energia*, allorchè attraversa una regione ove si trova la materia, non determina solo la variazione della energia potenziale in ogni elemento, ma lascia ancora un residuo che è misurato dalla quantità $U \mu$, cioè dal valore del potenziale in ogni elemento moltiplicato per l'incremento di massa relativo all'unità di tempo. Vedremo fra poco come questo residuo venga eliminato dagli altri flussi di energia.

Consideriamo ora le *linee di moto* della materia, quelle cioè che hanno in ogni punto per tangente la velocità della particella che attraversa quel punto ed immaginiamo tracciata una porzione S di un tubo sottilissimo formato con queste linee *(tubo di movimento)* compresa fra due sezioni ortogonali vicinissime σ_1 e σ_2 (fig. 5).

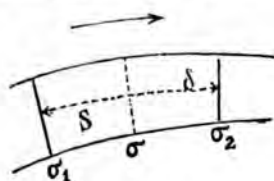



Fig. 5

L'incremento E_c che subisce in un tempuscolo t la energia cinetica della materia contenuta in S verrà data dalla forza viva della materia che penetra attraverso la sezione σ_1, diminuita di quella che esce attraverso la sezione σ_2 e finalmente dal la-

voro eseguito dalle forze che agiscono sugli elementi di materia contenuti in S.

Se chiamiamo ρ_1 e V_1 la densità e la velocità della materia in σ_1; e ρ_2 e V_2 le analoghe quantità in σ_2, la quantità di materia che penetra nel tempo t attraverso σ_1 sarà $\rho_1 V_1 t \sigma_1$. Quindi la quantità di energia cinetica che entra attraverso quest' area sarà

$$\frac{1}{2}(\rho_1 V_1 t\sigma_1) V_1^2$$

e analogamente quella che esce attraverso σ_2 sarà

$$\frac{1}{2}(\rho_2 V_2 t\sigma_2) V_2^2 .$$

Per calcolare il lavoro L_n eseguito dalle forze newtoniane agenti sull' elemento S basterà moltiplicare la massa dell' elemento ρ S, indicando con ρ la densità media, per la componente ϕ della forza unitaria presa nel verso del movimento, (ossia nel verso del tubo) e pel cammino percorso nel tempo t cioè $V t$, essendo V la velocità media.

Ma ϕ si misurerà col rapporto $\frac{U_2 - U_1}{\delta}$, chiamando U_2 e U_1 i valori del potenziale in σ_2 e σ_1 e δ la loro distanza; perciò il detto lavoro si scriverà

$$L_n = \rho S . \frac{U_2 - U_1}{\delta} V t .$$

Ora, se con σ denotiamo la sezione media, S sarà eguale a $\sigma \delta$ e l' espressione precedente diverrà

$$L_n = \rho \sigma (U_2 - U_1) V t .$$

A questo lavoro dovremo aggiungere quello delle forze elastiche, il quale sarà misurato dalla diminuzione $- E_e$ della energia elastica nell' elemento S e dal lavoro L_e eseguito dalle tensioni che agiscono sulla superficie che limita l' elemento stesso. Dunque il lavoro totale eseguito da tutte le forze che agiscono sugli elementi di materia contenuti in S sarà

$$L_n - E_e + L_e$$

e quindi, per ciò che abbiamo detto precedentemente, l'incremento che subisce nel tempo t la energia cinetica della materia contenuta nello spazio S si esprimerà colla formula

$$(6)\qquad E_c = \frac{1}{2}(\rho_1 V_1 t \sigma_1) V_1^2 - \frac{1}{2}(\rho_2 V_2 t \sigma_2) V_2^2 + [L_n - E_e + L_e].$$

Ora la espressione $L_n = \rho\,\sigma\,(U_2 - U_1)\,Vt$ è suscettibile di una trasformazione analoga ad una fatta precedentemente. Possiamo infatti scriverla.

$$\rho_2\sigma_2 U_2 V_2 t - \rho_1\sigma_1 U_1 V_1 t + (\rho_1\sigma_1 V_1 t - \rho\sigma V t)\,U_1 + (\rho\sigma V t - \rho_2\sigma_2 V_2 t)\,U_2$$

e se negli ultimi due termini poniamo il valore medio U del potenziale in luogo di U_1 e U_2, alterando così l'espressione di quantità trascurabili, essa diverrà

$$(7)\qquad \rho_2\,\sigma_2\,U_2\,V_2\,t - \rho_1\,\sigma_1\,U_1\,V_1\,t + U\,(\rho_1\,\sigma_1\,V_1\,t - \rho_2\,\sigma_2\,V_2\,t).$$

Ma poco fa abbiamo detto che $\rho_1\,\sigma_1\,V_1\,t$ e $\rho_2\,\sigma_2\,V_2\,t$ rappresentano le quantità di materia che respettivamente entrano in S ed escono da questo spazio nel tempo t, attraverso σ_1 e σ_2, dunque la differenza $\rho_1\,\sigma_1\,V_1\,t - \rho_2\,\sigma_2\,V_2\,t$ misura l'incremento di massa nel tempo stesso. Se quindi μ denota l'incremento di massa relativo all'unità di tempo, la precedente differenza sarà uguale a $\mu\,t$, e l'espressione (7) cioè L_n potrà scriversi

$$\rho_2\,\sigma_2\,U_2\,V_2\,t - \rho_1\,\sigma_1\,U_1\,V_1\,t + U\,\mu\,t$$

e sostituendo nella formula (6) ad L_n questo valore, quindi raccogliendo nel secondo membro i termini che contengono σ_2 e σ_1, avremo

$$E_c + E_e - U\mu t - L_e = \sigma_1 t\left(\frac{1}{2}V_1^2 - U_1\right)V_1\,\rho_1 - \sigma_2 t\left(\frac{1}{2}V_2^2 - U_2\right)V_2\rho_2.$$

Dividendo per t e chiamando respettivamente e_c, e_e gli incrementi unitari (relativamente al tempo) della energia cinetica ed elastica, ossia i rapporti $\frac{E_c}{t}$, $\frac{E_e}{t}$ la formula precedente diverrà

$$e_c + e_e - U\,\mu - \frac{L_e}{t} = \sigma_1\left(\frac{1}{2}V_1^2 - U_1\right)V_1\,\rho_1 - \sigma_2\left(\frac{1}{2}V_2^2 - U_2\right)V_2\rho_2.$$

Consideriamo ora il *secondo flusso di energia*. Ammetteremo che esso percorra i *tubi di moto* con una intensità (per

unità di area) data da $\left(\frac{1}{2} V^2 - U\right) V \rho$. Evidentemente questo flusso sussisterà solo nelle regioni occupate da materia.

Il secondo membro della equazione precedente misurerà la quantità di energia che, in virtù di questo secondo flusso, entra nell' unità di tempo attraverso σ_1 diminuita di quella che esce da σ_2, onde esaminando il primo membro potremo concludere che il secondo flusso di energia attraversando una regione dello spazio determinerà non solo la somma della variazione e_c della energia cinetica e di quella e_e della energia elastica, ma oltre a ciò darà anche un residuo costituito dai due termini $- U \mu - \frac{L_e}{t}$.

Quindi se componiamo il secondo flusso di energia col primo flusso di energia e teniamo presente che questo ci lascia un residuo $U \mu$, otterremo un flusso che fornirà ad ogni elemento di spazio l' incremento della energia potenziale di quella elastica e di quella cinetica, oltre ad un residuo $-\frac{L_e}{t}$, giacchè gli altri due residui $U \mu$ e $- U \mu$ dei due flussi si elimineranno fra loro.

Resta ora a provare che anche l' ultimo residuo può eliminarsi considerando un terzo flusso di energia.

In altri termini basterà provare che il lavoro $\frac{L_e}{t}$ delle tensioni (ridotte all' unità di tempo) può considerarsi come equivalente ad un flusso di energia.

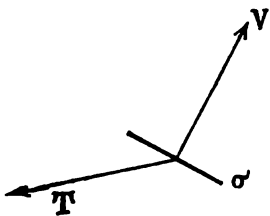



Fig. 6.

A tal fine immaginiamo condotto per ogni punto dello spazio occupato da materia un elemento di piano σ normale alla direzione della velocità V (fig. 6) e consideriamo la tensione unitaria T (ridotta cioè all' unità d' area) che si esercita sopra σ dalla parte opposta a quella secondo la quale la materia si sposta.

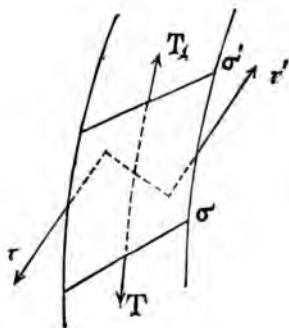
Supposto condotto il vettore T per ogni punto e le linee che hanno in ogni punto per tangente T, avremo un sistema

di linee analoghe alle linee di forza e di moto che si potranno chiamare le *linee di tensione*, ed in corrispondenza ad esse potremo considerare i *tubi di tensione*.

Fig. 7.

Esaminiamo una porzione infinitesima S di uno di questi tubi sottilissimi compresa fra le sezioni σ e σ' respettivamente normali alle direzioni del movimento V e V' (fig. 7).

Le tensioni T e T_1 unitarie esercitantesi sopra σ e σ' dalla parte esterna ad S avranno la direzione del tubo, quindi lateralmente le tensioni τ e τ' dovranno esercitarsi parallelamente a σ e σ' (a meno di inclinazioni trascurabili), come è indicato nella fig. 7; altrimenti se ciò non fosse (come viene rappresentato nella fig. 8), componendo le tensioni laterali si avrebbe una coppia resultante e quindi le tensioni stesse non potrebbero equilibrare la forza interna che è applicata all' elemento in virtù delle attrazioni a cui esso è soggetto.

Fig. 8.

Ciò premesso, tenendo conto che la velocità del moto ha luogo normalmente alle sezioni σ e σ', si avrà che le tensioni laterali eseguiranno un lavoro trascurabile, essendo esse sensibilmente normali alla direzione del moto. Il lavoro delle tensioni si ridurrà dunque soltanto a quello eseguito dalle tensioni che si esercitano sopra σ e σ'. Queste sono respettivamente $T\sigma$ e $T_1\sigma'$; i cammini percorsi dai loro punti d' applicazione in un tempuscolo t, sono Vt e $V't$.

essendo V e V′ le velocità del moto in σ e σ'; onde il lavoro stesso nel tempo t sarà (Vedi fig. 7)

$$(T\,\sigma)\,(V\,t)\cos(\widehat{TV}) + (T_1\,\sigma')\,(V' t)\cos(\widehat{T_1 V'})\,.$$

Prendiamo il vettore T′ eguale ed opposto a T_1. Esso rappresenterà la tensione che si esercita dalla parte opposta su σ', cioè dalla parte opposta a quella secondo cui avviene il moto. La espressione precedente diverrà dunque

$$T\,\sigma\,V\,t\cos(\widehat{TV}) - T'\,\sigma'\,V'\,t\cos(\widehat{T'V'})\,,$$

ma le sezioni α, α' normali al filetto di tensione sono rispettivamente eguali a $-\sigma\cos(TV)$ e a $-\sigma'\cos(T'\,V')$, quindi essa si scriverà anche

$$T'\,\alpha'\,V'\,t - T\,\alpha\,V\,t$$

e riducendo questo lavoro delle tensioni all' unità di tempo otterremo

$$T'\,\alpha'\,V' - T\,\alpha\,V\,.$$

Immaginiamo ora un flusso di energia percorrente i tubi di tensione nel loro verso colla intensità TV per unità d' area. Sarà il *terzo flusso di energia* ed esso pure, al pari del secondo, resulterà limitato alle regioni ove si trova la materia.

In virtù di questo terzo flusso, attraverso α' entrerà per unità di tempo la quantità di energia $T'\,V'\,\alpha'$, e attraverso α ne escirà $T\,V\,\alpha$, onde, a cagione dell' ultima formula trovata, il lavoro unitario (rapporto al tempo) delle tensioni che abbiamo precedentemente rappresentato con $\frac{L_e}{t}$ equivarrà a questo terzo flusso di energia.

Se quindi lo componiamo col *primo* e col *secondo flusso di energia*, il flusso resultante produrrà la variazione della *energia newtoniana*, di quella *cinetica* e di quella *elastica*, ossia della *energia meccanica totale* in ogni elemento.

Riassumendo diremo dunque che il flusso di energia meccanica potrà considerarsi dovuto a tre flussi di energia respettivamente scorrenti lungo i tubi d' incremento di forza, i tubi di moto ed i tubi di tensione. Il primo percorre l' intero spazio gli altri due sono ristretti alle regioni occupate da materia.

In queste regioni i tre flussi non ci dànno separatamente le variazioni delle tre specie di energia, newtoniana, cinetica ed elastica; i primi due, oltre a fornirci le variazioni di queste specie di energia, lasciano dei residui, ma questi si eliminano fra loro e col terzo flusso. È in questa eliminazione che si rivela l'intima relazione fra i tre flussi, la funzione che ciascuno di essi compie e la loro ragion d'essere simultanea nelle regioni occupate da materia. Solo nella regione libera di materia, il primo flusso ci dà la variazione di energia newtoniana in ogni elemento.

I resultati ottenuti possono enunciarsi ancora nei termini seguenti.

Il vettore che rappresenta il flusso di energia meccanica in ogni punto è resultante di tre vettori:

1°) del vettore I, cioè dell'incremento unitario di forza, moltiplicato per $\frac{U}{4\pi}$, essendo U il potenziale newtoniano;

2°) del vettore V che rappresenta la velocità del moto moltiplicato per $\rho\left(\frac{V^2}{2} - U\right)$, essendo ρ la densità della materia;

3°) del prodotto della grandezza della velocità V pel vettore T che rappresenta la tensione unitaria elastica, la quale viene esercitata sull'elemento normale alla direzione del moto dalla parte opposta a quella secondo cui la materia si sposta.

Sono queste le leggi fondamentali del flusso di energia nel caso dei sistemi soggetti a forze newtoniane.

L'applicazione delle leggi precedenti conduce a vari resultati che presentano una singolare curiosità ed in certi casi hanno un carattere suggestivo evidente.

Così, se ci poniamo a calcolare la quantità totale di energia che in un dato istante penetra attraverso una superficie di livello esterna alle masse, si trova che essa è nulla, ossia che la quantità di energia che vi entra in ogni istante è eguale a quella che ne esce.

Per dimostrare questa proposizione, basterà osservare che, essendo costante il potenziale sopra una superficie di livello, la quantità di energia che vi penetra durante un tempo brevis-

simo t si otterrà, in virtù delle precedenti leggi, moltiplicando il valore costante del potenziale per $\frac{t}{4\pi}$ e pel flusso totale di incremento di forza esteso a tutta la superficie di livello. Ma il prodotto di $\frac{t}{4\pi}$ per questo flusso di incremento di forza equivale alla variazione subìta durante il tempo t dal rapporto che si ottiene dividendo il flusso totale di forza esteso a tutta la superficie per 4π. Ora questo rapporto non cambia nel tempo t, perchè esso misura la quantità di materia contenuta nell' interno della superficie di livello, e questa quantità di materia si mantiene invariata durante l' intervallo di tempo considerato, essendo per ipotesi la superficie di livello esterna alle masse. Resta dunque provato che la quantità totale di energia penetrata entro la superficie in un tempo brevissimo è nulla.

Possiamo esaminare il caso che i corpi attraentisi siano sferici e si conservino approssimativamente invariati durante tutto il movimento.

È un caso importante, perchè si approssima molto a quello dei corpi celesti.

Per avere il flusso di energia bisogna calcolare l' incremento della forza in ogni punto dello spazio. Sia A (fig. 9) una sfera che durante l' intervallo brevissimo di tempo t è giunta in A′. L' attrazione di A equivarrà a quella dell'intera massa M della sfera concentrata nel centro O e quella di A′ all' attrazione della stessa massa concentrata in O′, onde l' incremento di forza, ossia la differenza fra le due attrazioni, equivarrà alla forza d'attrazione che eserciterebbe la massa M in O′ e la massa — M in O.

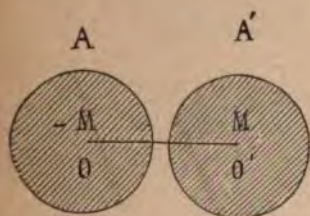



Fig. 9.

Ora l' azione di queste due masse M e — M equivale evidentemente a quella di un elemento magnetico avente la direzione O′O e di momento proporzionale ad M ed allo spo-

stamento (e quindi alla velocità della sfera) sopra l' unità di magnetismo. Perciò possiamo concludere che se più corpi sferici liberi si muovono sotto l'azione delle loro mutue attrazioni newtoniane, le linee di flusso dell' energia meccanica nello spazio esterno alle masse attraenti coincideranno colle linee di forza magnetiche che si otterrebbero situando al centro d' ogni sfera un elemento magnetico il cui momento fosse eguale e contrario alla quantità di moto d' ogni sfera.

Nel caso di due sfere che cadono l' una sull' altra in virtù della loro mutua attrazione riesce molto facile il farsi un' idea di queste linee di flusso dell' energia. Infatti sia S la prima sfera ed S′ l' altra; se immaginiamo nel centro O di S un elemento magnetico il cui asse abbia la direzione O′O, potremo facilmente disegnare le corrispondenti linee di forza situate in un piano passante per OO′ (fig. 10). Ora noi dob-

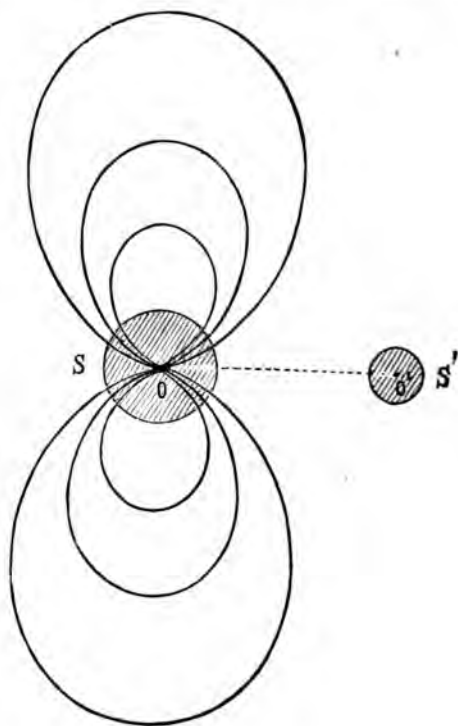



Fig. 10.

biamo supporre che anche nel centro O′ dell' altra sfera esista un elemento magnetico simmetricamente disposto ed eguale, giacchè le quantità di moto delle due sfere debbono essere eguali fra loro.

I sistemi di linee di forza che si avrebbero se ciascun elemento magnetico esistesse da solo si perturberanno vicendevolmente in virtù della loro coesistenza, nel senso che le linee saranno deformate come se venissero spinte verso il difuori da azioni esercitantesi nella regione intermedia alle due sfere, onde la forma delle linee stesse resulterà come è indicato nella seguente figura 11.

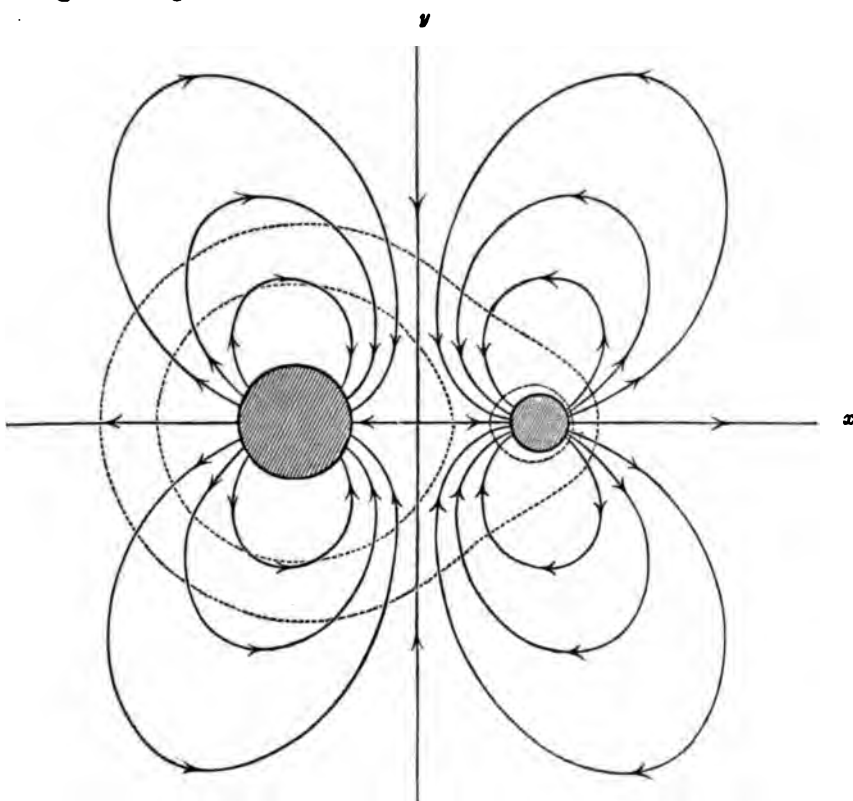



Fig. 11.

La figura rappresenta le sezioni delle due sfere di masse 1 e 8 con un piano passante pei centri. Le linee continue munite di freccie rappresentano le linee ed il verso secondo cui fluisce l'energia. — Le linee tratteggiate rappresentano profili di superficie di livello, attraverso le quali la quantità di energia che entra è eguale a quella che esce.

La simmetria sarà mantenuta rapporto ai due assi x e y anche se le masse delle due sfere saranno disuguali fra loro.

Queste linee corrispondono, come abbiamo veduto, alle linee d' incremento delle forze newtoniane, e perciò rappresentano le linee di flusso dell' energia.

Il caso del moto così detto non perturbato, allorchè l' eccentricità delle orbite è trascurabile, ossia il caso di due corpi che si attirano colla legge di Newton, girando l' uno attorno all' altro secondo traiettorie circolari, conduce pure a dei resultati semplici, giacchè approssimativamente il flusso di energia può ottenersi in ogni punto, sufficientemente lontano dai due corpi, componendo un vettore ruotante in un piano parallelo al piano invariabile con due vettori ruotanti in senso inverso in un piano normale, essendo la velocità di rotazione di ciascuno doppia di quella con cui l' un corpo gira attorno all' altro (vedi la fig. 12).

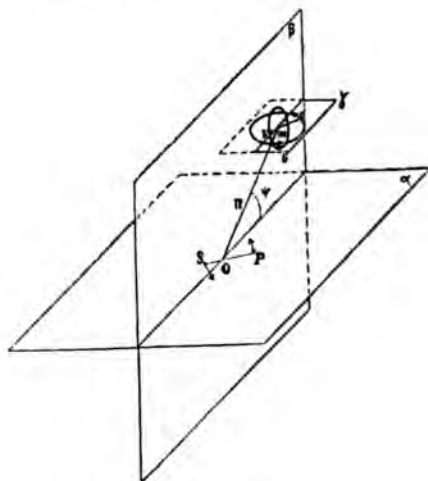



Fig. 12.

P ed S sono i due corpi che ruotano l' uno attorno all' altro nel piano invariabile α; O il loro baricentro. Il flusso di energia in M è resultante dei tre vettori Mc, Mb, Mb'; il primo dei quali ruota nel piano γ parallelo al piano invariabile e gli altri due ruotano in senso inverso nel piano β condotto per MO normalmente al piano invariabile. Mb = Mb' = $^5/_4$ Mc cos ψ e Mc è in ragione inversa della quinta potenza di MO e proporzionale al cos ψ.

Ma è inutile il moltiplicare gliesempii: bastano quelli che vennero esposti per dare un' idea delle applicazioni delle leggi trovate.

Dirò solo che molte e molte questioni si affollano ed aspettano una risposta. Ed esse si presentano tanto spontaneamente che è quasi superfluo l' indicarle. I resultati ottenuti non costituiscono, io credo, che un primo passo in una lunga via da percorrere.

Non l' esame dei soli fenomeni meccanici o degli elettrici o calorifici, ciascuno dei quali considerato distintamente, deve costituire lo studio definitivo del problema del flusso di energia; bensì un esame complessivo dei varii fenomeni che in natura non avvengono separatamente, ma in un medesimo tempo, onde resulti come concetto che tutti li domina ed abbraccia, quello di un flusso di energia percorrente lo spazio infinito e penetrante ogni più intima molecola il quale ne colleghi l' andamento, e togliendo le apparenti discontinuità, stabilisca un nesso nella infinita molteplicità delle apparenze loro.

SULLA PRODUZIONE DELL' OZONO PER VIA ELETTROLITICA.

Nota dell' Ing. GINO TARGETTI.

Eseguendo alcune esperienze sulla produzione dell' ozono per via elettrolitica ho trovato dei risultati che si differenziano abbastanza che quelli conosciuti: mi è parso quindi non del tutto inutile il renderli noti.

Una prima serie di esperienze ebbe per scopo di determinare in modo rapido, le probabili migliori condizioni nelle quali le decomposizioni di soluzioni acide, mediante la corrente elettrica, dava la massima quantità di ozono.

Queste determinazioni preliminari le eseguii mediante sole misure di confronto ritenendo che i tempi necessari alla decolorazione di eguali quantità di soluzioni di acido solforico colorato con indaco, poste in diversi voltametri, che differivano solo in quell' elemento di cui volevo studiare l' influenza, fossero inversamente proporzionali alle quantità d' ozono svolte.

Cominciai collo studiare l' influenza esercitata dalla natura dell' anodo.

Il Schoenbein [1]) aveva soltanto notato che si aveva produzione d' ozono quando l' anodo era costituito da metalli rari: rimaneva quindi da verificare come si comportavano i metalli e le leghe più comuni usati come anodi. Disponendo in serie diversi voltametri che differivano solo per la natura dell'anodo verificai che la decolorazione della soluzione di acido solforico ed indaco si aveva solo in quelli ad anodi di piombo e di platino e che nel voltametro ad anodo di piombo avveniva in un tempo circa metà che non in quello ad anodo di platino.

Tale risultato lo attribuì al fatto che lo strato d' ossido che subito si formava sull' anodo di piombo oltre ad essere meno del platino intaccato dall' ozono, impediva l' attacco di successivi strati di piombo.

1) Sulla produzione dell' ozono per via chimica.

Di quest' ultima ipotesi ebbi la conferma dal fatto, che la sostituzione di un anodo costituito da biossido di piombo, a quello di piombo non portava una diminuzione nel tempo necessario ad ottenere la decolorazione del liquido.

Passai quindi a studiare l' influenza della densità di corrente all' anodo.

Il Jamin [1]) aveva notato che aumentava la quantità di ossigeno col diminuire della grandezza dell' anodo; l' Houzeau [2]) che la quantità di ozono aumentava colla densità di corrente: mediante 5 voltametri posti in serie nei quali l' anodo variava da una lastra di piombo di 5×4 cm. a 2 cm. di un filo di piombo di 0,5 mm. di diametro verificai che le quantità d'ozono svolte erano proporzionali alla densità di corrente all' anodo.

Siccome pertanto l' aumento di densità di corrente portava un aumento nella resistenza e quindi un aumento nella differenza di potenziale ai capi del voltametro, e siccome cercavo le condizioni migliori riferite all' energia spesa, bisognava determinare come stavano fra loro, essendo tutte le altre condizioni costanti, i rapporti fra le quantità d' ozono ottenute, variando la densità di corrente all' anodo, e le differenze di potenziale, che a queste densità corrispondevano.

Coi 5 voltametri dell' esperienza precedente eseguii 4 esperienze notando i tempi T necessari alla decolorazione del liquido dei vari voltametri e le differenze di potenziale P ai morsetti dei medesimi. I risultati sono riuniti nella seguente tabella.

	1ª Esperienza.	*2ª Esperienza.*
P	110, 92, 90, 87, 84	118, 98, 90, 87, 81
T	45, 60, 70, 90, 95	40, 60, 65, 72, 78

	3ª Esperienza.	*4ª Esperienza.*
P	110, 100, 95, 85, 80	122, 100, 86, 82, 75
T	105, 150, 155, 190, 195	65, 85, 92, 95, 110

N.B. I valori di T sono in secondi, quelli di P sono le indicazioni dirette di un millivoltometro in serie col quale avevo posto una resistenza conveniente.

1) Comptes rendus, vol. 38, pag. 391.
2) Comptes rendus, vol. 43, pag. 34.

Siccome ritenevo i valori di T inversamente proporzionali alle quantità di ozono svolte, per determinare quale dei rapporti fra la quantità d'ozono svolta e la P corrispondente fosse il maggiore bisognava determinassi quale dei prodotti PT fosse il minore. Feci questa determinazione servendomi di un metodo grafico riducendo cioè questi prodotti ad una certa base *b* ed osservando, per ogni esperienza, l'andamento degli estremi delle ordinate corrispondenti ai vari valori di P: i quattro diagrammi (Vedi Tav. I) mostrano come alla tensione massima corrisponda un'ordinata più piccola cioè il prodotto P T minimo. Rimaneva così verificato che le quantità di ozono per un'unità di energia spesa, crescevano colla densità di corrente all'anodo.

Circa la concentrazione più conveniente per la soluzione acida l'esperienze dell'Houzeau [1]) portavano a ritenere che la quantità d'ozono aumentasse colla concentrazione, mentre l'Hoffmann [2]) indicava per soluzione più conveniente quella di 5 parti d'acqua ed 1 di acido. Sei esperienze eseguite con 8 voltametri in serie e contenenti soluzioni da 5 a 40° Bè mi indicarono come soluzione più conveniente quella a 22° Bè.

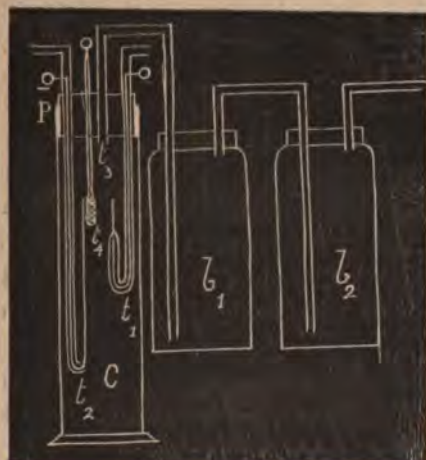
Circa l'influenza della temperatura, tanto il Schoenbein [3]) che l'Houzeau [4]) ed il Sorret [5]) avevano notato che la quantità d'ozono aumentava col diminuire la temperatura: con 4 voltametri posti in serie e mantenuti rispettivamente a + 60°; + 35°; + 20 e — 7, verificai che nel 1° la soluzione non veniva decolorata, per gli altri i tempi necessari alla decolorazione stavano come 3,5 a 2,5 ad 1,6. Per questa esperienza non era pertanto da ritenersi come esatta l'ipotesi che le quantità d'ozono svolte fossero inversamente proporzionali ai tempi necessari a decolorare il liquido del voltametro, giacchè il raffreddamento favoriva la conservazione dell'acqua ossigenata che si produceva, secondo l'Houzeau [6]), pel contatto

1) Comptes rendus, vol. 43, pag. 34.
2) Annalen Poggendorf, vol. 132, pag. 607.
3) Sulla produzione dell'ozono per via chimica.
4) Comptes rendus, vol. 43, pag. 34.
5) Comptes rendus, vol. 38, pag. 443.
6) Comptes rendus, vol. 75.

dell' ozono colla soluzione d' indaco: conveniva quindi, come feci poi, ristudiare l' influenza del raffreddamento eseguendo misure dirette dell' ozono svolto.

Ritenendo che l' aumentare della quantità d' ozono coll' aumentare della densità di corrente all' anodo fosse dovuto al fatto che, diminuendo la grandezza dell' anodo si diminuiva il contatto del gas che si svolgeva col liquido del voltametro, tentai diminuire ancora questo contatto investendo l' anodo con un getto d' aria. Con due voltametri disposti in serie verificai che l' iniezione d' aria riduceva il tempo necessario alla decolorazione del liquido di circa la metà.

Anche questo risultato dovetti poi appurare con misure dirette dell' ozono svolto giacchè l' iniezione d' aria favoriva la formazione di acqua ossigenata [1]), come del resto verificai ponendo in serie due voltametri contenenti una soluzione solforica di permanganato di potassa, ed osservando che solo in quello nel quale iniettavo aria la soluzione veniva decolorata.

Ritenendo così di aver determinate le probabili migliori condizioni per ottenere ozono per via elettrolitica passai ad eseguire delle misure dell' ozono prodotto valendomi dell' apparecchio segnato qui appresso.

1) Vedere: Berthelot. Comptes rendus, vol. 86, pag. 71. — Jamin. Comptes rendus, vol. 38, pag. 391. — Carius. Bulletin de la Société Chimique de Paris, vol. 86, pag. 71.

C cilindro di vetro di 4 cm. diametro e 17 cm. d'altezza;
T tappo di sughero coperto da gommalacca;
t_1 t_2 tubo di vetro contenente l' anodo ed il catodo e pei quali si iniettava aria;
t_4 termometro;
t_3 tubo per raccogliere i gas svolti;
$b_1 - b_2$ bottiglie di Wolf contenenti 100 cm³ di una soluzione di 1000 gr. acqua 15 gr. di KJ e 10 gr. di H_2SO_4.

Eseguii sei esperienze nelle condizioni seguenti: voltametro immerso in una miscela refrigerante e contenente 180 cm³ di soluzione solforica a 22 Bè, anodo costituito da 1 cm. di un filo di Pb di $^1/_2$ mm. di diametro (a questa grandezza di anodo corrispondeva la densità max compatibile colla fusibilità del filo) iniezione d' aria raffreddata per t_1 e t_2.

Durando ogni esperienza 10 minuti con una corrente di 2 ampères sotto una tensione di 7,4 volts essendo — 2° la temperatura alla fine dell' esperienza le quantità d'ozono raccolte furono mmgr. 8,8; 8,9; 9,1; 8,9; 8,9; 9,3. Siccome 2 ampères per $^1/_6$ d' ora svolgono 100 mmgr. di ossigeno questi numeri rappresentavano il per cento di ozono sull' ossigeno prodotto.

Ad esperimentare che il piombo si prestava realmente meglio del platino alla produzione dell' ozono sostituii il filo di piombo con uno di platino ed ebbi percentuali d' ozono di poco inferiori a 4.

Rimaneva da verificare l' influenza effettiva del raffreddamento e dell' iniezione d' aria. Soppressa perciò la miscela refrigerante, ed immerso il voltametro in un vaso contenente 10 litri d' acqua, eseguii due determinazioni. Iniettando aria da ambedue i tubi la temperatura non si elevò al disopra di 17° e le percentuali d' ozono furono di 8,9 e 9,1.

Siccome questo risultato contradiceva colle esperienze del Sorret [1]) ed in generale con una osservazione fatta da molti esperimentatori, eseguii 12 esperienze mantenendo alternativamente il voltametro a — 2° ed a + 17° ma ebbi sempre le medesime percentuali.

1) Comptes rendus, vol. 38, pag. 443.

Sopprimendo l' iniezione d' aria la temperatura a livello degli elettrodi si elevò fino a 22° e le percentuali d' ozono variavano fra 5 e 5,4. Verificata così l' effettiva importanza dell' iniezione d' aria eseguii 20 esperienze col voltametro posto in un vaso contenente acqua in circolazione ed iniettando aria da ambedue i tubi, ed ottenni percentuali varianti da 9,4 ad 8,6. Due esperienze della durata di mezz' ora dettero le percentuali di 8,5 ed 8,7.

Queste percentuali d'ozono, sull' ossigeno prodotto, mentre sono di circa 4 volte superiori a quelle ottenute dal Sorret [1]), che a quanto afferma l' Otto [2]) in una sua recente memoria, ed a quanto risulta a me, erano le più elevate ottenute, non permettono tuttavia di pensare a produrre ozono per via elettrolitica.

Basta considerare che la tensione ai morsetti di un voltametro posto nelle condizioni sopra esposte non si abbassa al disotto di volts 6,5 ed in generale si mantiene a 7 volts, e siccome un cav-ora sotto tale tensione equivale a 105 ampères-ora, con 1 cav-ora si produrrebbero gr. 2,73 d' ozono, mentre già coi primi apparecchi del Siemens [3]) si ottenevano 20 gr. per cav-ora, l'Andreoli [4]) garantisce per i suoi ozonatori [5]) 100 gr. per cav-ora e l' Otto è giunto, usando frequenze elevate, fino a 154,9 gr. per cav-ora.

Dal Laboratorio di Elettrochimica del R. Museo Industriale Italiano
Torino, Maggio 1899.

---

1) Annales de Chimie et Physique, 1898, 7. ser., vol. 13.
2) Elektrotechnische Zeitschrift, anno 1891.
3) Eclairage Electrique, 1897. N. 37.
4) Electrical Review, anno 1898.
5) Annales de Chimie et Physique, 1898, 7 ser., vol. 13.

SE I RAGGI DEL RÖNTGEN FAVORISCANO IL RAFFREDDAMENTO DI UN CORPO.

Nota del Dott. A. AMERIO.

Il Prof. P. Pettinelli pubblicò, nel *Nuovo Cimento* [1]), uno studio dal quale risulta che il raffreddamento di un corpo nell' aria è più rapido, allorchè questa è attraversata da un fascio di raggi del Röntgen.

Di argomenti affini si occuparono il Lenard [2]), a proposito dell' influenza dei raggi catodici sull' aria atmosferica; il Villari [3]), sul potere refrigerante dei gas attraversati da scintille elettriche; il Dorn [4]), sull' azione riscaldatrice dei raggi del Röntgen; ed altri.

Però il Lenard dimostra che la cooperazione dei raggi del Röntgen, all' azione prodotta da un fascio che esca da un tubo a vuoto con finestra di alluminio, è debolissima; il Villari dimostra che l' azione delle scintille è puramente meccanica, giacchè consiste nel proiettare le particelle d' aria in tutti i sensi; il Dorn trova che i raggi del Röntgen colpendo delle lamine assorbenti le riscaldano.

È ovvio che questo riscaldamento *diretto* e piccolissimo, possa sussistere col raffreddamento *indiretto* trovato dal Pettinelli.

Questi misura il tempo che un termometro impiega a raffreddarsi da 32 a 28°, e trova che diminuisce di $^1/_{60}$ quando il corpo è colpito dai raggi del Röntgen.

Con questo dato si può calcolare quale variazione deve aver subito il coefficiente di trasmissione del calore dal termometro all' ambiente.

1) Nuovo Cimento, vol. 8°, pag. 299.
2) Annalen der Physik und Chemie, vol. 63, pag. 253.
3) Nuovo Cimento, vol. 9°, pag. 77.
4) Ann. der Phys. ecc. vol. 63, pag. 160.

Infatti, il raffreddamento per irradiazione e per trasporto, di un corpo, segue la legge

$$(1) \qquad \log \frac{T_0}{T} = h \frac{S}{C} t$$

dove S è la superficie del corpo, T l'eccesso della sua temperatura su quella dell'ambiente al tempo t, T_0 l'eccesso iniziale, ed h un coefficiente, costante per valori di T non molto grandi, che dipende dal corpo e dall'ambiente.

Analogamente se h' è un altro valore del coefficiente h, t' la nuova durata del raffreddamento tra le stesse temperature,

$$(2) \qquad \log \frac{T_0}{T} = h' \frac{S}{C} t'.$$

Dalle (2) e (2') si ricava tosto

$$\frac{h'-h}{h} = \frac{t-t'}{t'}.$$

Dalle esperienze del Pettinelli risulterebbe dunque

$$\frac{h'-h}{h} = \frac{1}{60}.$$

Alcune esperienze che eseguii osservando anch'io il raffreddamento di un termometro, non mi diedero alcun risultato positivo.

I tubi che adopravo erano dell'*Allgemeine Elektricität Gesellschaft*; li eccitavo con un rocchetto di dimensioni medie che mi dava scintille lunghe da 16 a 20 cm.; e usavo per interruttore sia quello di Foucault, sia quello a spirale del Prof. Ròiti, sia infine quello del Wehnelt.

Per risolvere il dubbio ricorsi quindi ad altri metodi nei quali la sensibilità fosse notevolmente aumentata.

Si abbia una coppia termoelettrica la cui temperatura superi quella dell'ambiente. Durante il raffreddamento, per la inevitabile dissimetria, la differenza tra le temperature delle due saldature, varierà continuamente, e con un galvanometro si potrà osservare come varia col tempo la corrente termoelettrica che ne risulta.

La curva costruita prendendo per ordinate le deviazioni del galvanometro che si leggono su una scala, e per ascisse i tempi in cui si fanno le letture, avrà andamento uniforme o no, secondo che il raffreddamento è avvenuto regolarmente o sotto influenze perturbatrici.

In alcune delle esperienze eseguite secondo questo principio, usai una coppia ferro-costantano e un galvanometro astatico e aperiodico del Thomson.

Il filo di costantano, di mm. 1,5, era lungo 60 cm. e lo riscaldavo mediante la corrente di alcuni accumulatori; alla parte di mezzo erano saldati due fili di ferro distanti 25 cm., aventi il diametro di 2 mm., saldati alla loro volta ai fili di rame che andavano al galvanometro. Queste ultime saldature erano chiuse in un tubo di vetro ravvolto nell' ovatta. La coppia era in una scatola metallica divisa in due da una lastra di piombo, attraverso alla quale passava isolato il filo di costantano; così le due saldature erano separate, e una finestra coperta da un foglio sottile di alluminio permetteva che i raggi del Röntgen ne colpissero una.

La scatola era riparata da un' altra di cartoncino; una lastra di ebanite grossa tre mm. separava il tubo dalle scatole, che erano in comunicazione col suolo: la distanza del tubo dalla saldatura colpita dai raggi era di 5 cm.

Per scaldare il filo di costantano, vi facevo passare la corrente di 9 ampère per 2^m, mentre era aperto il circuito del galvanometro; interrotta la corrente chiudevo subito questo circuito, e dopo breve intervallo leggevo sulla scala di 10^s in 10^s, lasciando che il raffreddamento avvenisse liberamente per un minuto, facendo agire il tubo nel successivo, e così di seguito.

Le curve corrispondenti ad ogni esperienza riuscirono regolari, in modo da escludere un' influenza dei raggi del Röntgen sul raffreddamento.

Per avere un' idea della sensibilità del metodo, indico con Φ il potere termoelettrico della coppia, con R la resistenza totale, con T_1 e T_2 gli eccessi delle temperature delle saldature su quella dell' ambiente. Se Δi è la corrente che fa deviare il galvanometro di una divisione della scala, affinchè la cor-

rente dovuta alla coppia vari di Δi, occorre che la differenza tra T_1 e T_2 vari di

$$\Delta\theta = \frac{R}{\Phi}\Delta i . \tag{3}$$

Considero separatamente le due saldature, e suppongo che il raffreddamento dell' una avvenga liberamente, giungendo in 2^m a T_1. La seconda, partendo dal valore iniziale T_0 giungerà nel primo minuto a T_2', e giungerebbe nel successivo a T_2'', seguendo la (1), dalla quale ricavo

$$h = \frac{C}{S}\log\frac{T_2'}{T_2''} ;$$

ma se durante il secondo minuto, h ha il nuovo valore h', il valore finale dell' eccesso della temperatura sarà T_2''', e si avrà:

$$h' = \frac{C}{S}\log\frac{T_2'}{T_2'''} .$$

Ne segue

$$\frac{h'-h}{h} = \frac{\log\dfrac{T_2''}{T_2'''}}{\log\dfrac{T_2'}{T_2''}} .$$

Da questa notando che, se $h'-h$ è molto piccola rispetto ad h, T_2''' e T_2'' sono poco differenti, e indicando con t la durata del raffreddamento da T_0 a T_2 si ha

$$\frac{h'-h}{h} = \frac{\dfrac{1}{T_2''}(T_2''' - T_2'')}{\dfrac{1}{t}\log\dfrac{T_0}{T_2}} .$$

Il valore di $\frac{h'-h}{h}$ che corrisponde a una divisione della scala, è quello per cui la variazione $T_2''' - T_2''$, che è anche la variazione della differenza tra le temperature delle saldature dovuta alla variazione di h, è la (3); sostituendo risulta

$$\frac{h'-h}{h} = \frac{t\,R}{\Phi T_2''\log\dfrac{T_0}{T_2}}\Delta i . \tag{4}$$

Come si vede la sensibilità decresce colla temperatura della saldatura, e la (4) dà solo la sensibilità media durante il secondo minuto.

Se prendo $T_0 = 200^0$, $T_1 = 2^0$ con che ho circa $t = 10^m$, avendo inoltre $R = 0,7$ ohm, $\Delta i = 0,2.10^{-6}$ ampère, $\Phi = 56.10^{-6}$ volta, ottengo:

$$\frac{h' - h}{h} = \frac{1}{15000}.$$

Però una variazione così piccola di h passerebbe inavvertita, perchè la differenza di una divisione della scala non renderebbe irregolare la curva; occorrono a quest' uopo circa 10 divisioni e quindi la sensibilità reale è ridotta a $^1/_{1500}$, molto superiore al valore $^1/_{60}$ trovato dal Pettinelli, per il quale la curva riuscirebbe irregolarissima.

Per decidere con maggiore sicurezza la questione, ricorsi ad altre due disposizioni.

La prima è la stessa seguita dal Prof. E. Villari nel lavoro citato. Un galvanometro è posto in derivazione su una spirale di platino che si porta al rosso nascente con una corrente. La spirale è in una scatola metallica che ha una finestra ricoperta da un foglio sottile di alluminio.

Dalla formola approssimata

$$T = \frac{1}{hJ} \cdot \frac{\rho\, i^2}{2\, \pi^2\, r^3}$$

dove T e h hanno i soliti significati, J è l' equivalente dinamico della caloria, ρ la resistenza specifica, i la corrente, r il raggio del filo di platino, è facile ricavare che se h varia di $\Delta\, h$, T varierà di ΔT, seguendo con grande approssimazione la formula

$$\frac{\Delta h}{h} = - \frac{\Delta T}{T}. \tag{5}$$

Ora se D è il numero delle divisioni di cui è deviato il galvanometro sotto l' influenza della corrente derivata, la variazione di ρ che fa diminuire D di una divisione è

$$\Delta\, \rho = - \frac{\rho}{D}$$

e poichè all' incirca

(6) $$\Delta \rho = 0{,}0027 \, \rho \, \Delta \mathrm{T}$$

la (5) diventa

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{1}{0{,}0027 \, \mathrm{D} \, \mathrm{T}} .$$

Nelle esperienze eseguite con un galvanometro di Deprez e d'Arsonval avente una resistenza interna di 200 ohm, avevo D = 2500, T = 500 e quindi

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{1}{3375} ,$$

ma non osservai nessuna variazione facendo agire il tubo, per quanto adoprassi l' interruttore del Wehnelt. Eppure ripetendo le esperienze del Prof. Villari, cioè ponendo la stessa spirale in un vaso di vetro nel quale facevo scoccare delle scintille di circa 5 cm. di lunghezza, mediante un piccolo induttore unito a due bottiglie di Leyda, e l' interruttore del Wehnelt, ottenni una deviazione variabile intorno a 100 divisioni [1]).

La seconda disposizione consiste nel costruire un bolometro mediante quattro fili di platino lunghi tre cm. e aventi il diametro di $^1/_{18}$ di mm.

Erano posti in una scatola di latta avente una parete per metà di alluminio, e per metà ricoperta da lastra di piombo. I fili di platino erano saldati ad altri più grossi di rame, e riuniti in modo che i due affacciati alla finestra fossero lati opposti del ponte. Tra essi e gli altri due c' era un tramezzo di latta, saldato alle pareti.

Se $2\,i$ è la corrente esterna al ponte, ρ la resistenza di ognuno dei lati, $\Delta \rho$ la variazione in due lati opposti, ρ' la resistenza della diagonale dove c' è il galvanometro, questo è attraversato dalla corrente

$$\Delta i = \frac{i}{\rho + \rho'} \Delta \rho ,$$

1) Credo opportuno osservare che, se le scintille che scoccano nell' aria ne aumentassero di $^1/_{30}$ il potere refrigerante, come trova il Prof. Pettinelli in un lavoro recente, (N. Cimento, Agosto 1899), avrei dovuto notare una deviazione permanente, nello stesso senso di quella ottenuta nelle esperienze del Prof. Villari, di forse 100 divisioni. Invece il galvanometro ritornò sempre, dopo una diecina di secondi, alla posizione primitiva, a meno di una divisione.

da cui per le (5) e (6)

$$\frac{\Delta h}{h} = - \frac{\rho + \rho'}{0,0027\, \rho\, i\, T} \Delta i \, .$$

Usando un galvanometro del Thomson che ha una resistenza interna di 5,6 ohm per cui ρ' risulta circa 6 ohm, prendendo per Δi la corrente che lo fa deviare di una divisione della scala, cioè $\Delta i = 33.10^{-9}$ ampère, e ponendo $2\, i = 0,12$ ampère, $\rho = 1,1$ ohm, e $T = 70^{0}$ si ottiene

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{1}{53000} \, .$$

Però neanche in questo caso non ho notato alcuna influenza dei raggi del Röntgen; cosicchè credo di poter conchiudere che se pure essi influiscono come parrebbe probabile, sul raffreddamento di un corpo nell'aria, lo fanno in misura enormemente inferiore a quanto risulta dalle esperienze citate.

Ringrazio vivamente il Prof. Ròiti per i consigli che mi diede, e per i mezzi che pose a mia disposizione.

Firenze, Istituto di Studi Superiori
Ottobre 1899.

LA DISPERSIONE DELLA LUCE NELLA TEORIA ELETTROMAGNETICA.

Nota del Prof. AUGUSTO ANTONELLI.

Ammettiamo che un corpo perfettamente trasparente sia costituito di molecole dielettriche separate fra loro dall'etere. Questo lo ammetteremo polarizzabile, e così pure le molecole, ma con coefficiente diverso. Non essendo conduttrici, il contegno delle molecole, al passaggio di un'onda elettromagnetica, sarà eguale a quello di un isolante posto in un mezzo coibente, (l'etere) di potere dielettrico differente. Si sa (Righi. « L'ottica delle oscillazioni elettriche » § 17) che *un tal corpo agisce come se divenisse origine di onde secondarie aventi periodo di vibrazione e smorzamento eguali a quelli dell'onda principale.* Pertanto, quando un dielettrico è attraversato da un'onda elettromagnetica, le sue molecole diverranno

centri di oscillazioni e funzioneranno come eccitatori hertziani a dimensioni infinitesime. L'azione elettrica in un punto dell'etere sarà la risultante di quelle dovute all'onda principale e alle secondarie delle molecole.

Calcoliamo l'azione di queste ultime.

Sieno $+e$ e $-e$ le quantità di elettricità che durante un'oscillazione si portano alle estremità opposte di un diametro δ di una molecola μ, e sia τ il periodo della oscillazione, periodo che si disse eguale a quello dell'onda principale. Il momento elettrico della molecola sarà:

$$q = e\,\delta \operatorname{sen} \pi \frac{t}{\tau}\,.$$

Sia O il punto dell'etere ove si cerca la risultante. Poichè la sfera d'azione di una molecola è piccolissima, consideriamo solo quelle che si trovano in una sfera S col centro in O e raggio eguale a quello dell'azione molecolare. Questa sfera potrà contenere molte molecole, ma sarà assai piccola rispetto a λ, sicchè potremo ritenere, senza errore, apprezzabile, che le molecole, in un dato istante vi si trovino tutte nella stessa fase, e che la f. e. m. vi si conservi sensibilmente costante.

Sia Oz la direzione di propagazione dell'onda elettromagnetica, ed Ox quella della f. e. m. Allora delle componenti di questa forza, solo la X sarà diversa da zero, e l'equazione del moto sarà:

$$K\mu \frac{d^2X}{dt^2} = \frac{d^2X}{dz^2}\,. \tag{1}$$

Poichè le molecole le abbiamo paragonate ad oscillatori, per aver le formule che ci danno la loro azione, riportiamoci a quelle date da Hertz pel suo oscillatore. Determinata la funzione $\Pi_1 = \frac{e\delta}{r} \operatorname{sen} \pi\left(\frac{r}{\lambda} - \frac{t}{\tau}\right)$, per le componenti della forza, esercitata in un punto, parallelamente e normalmente alla direzione dell vibrazione eccitante, ha dato le formule:

$$\rho P_1 = \frac{dQ}{d\rho}\,, \quad \rho R_1 = -\frac{dQ}{d\rho} \quad \text{ove} \quad Q = \rho \frac{d\Pi_1}{d\rho}\,. \tag{2}$$

Prendiamo:

$$\Pi = \frac{e\delta}{r} \operatorname{sen} \frac{\pi}{\lambda} r \operatorname{sen} \frac{\pi}{\tau} t$$

che soddisfa alla stessa equazione differenziale cui soddisfa la Π_1. Poichè nelle molecole le vibrazioni sono parallele ad Ox, come nei risonatori sono parallele alla vibrazione dell'onda principale, e perchè le loro dimensioni sono assai piccole rispetto alle distanze molecolari, possiamo, come ha fatto Hertz, trascurare le petenze superiori di $\frac{\delta}{r}$ ed avremo:

$$P_1 = -\frac{\pi^2 e\delta}{\lambda^2} \operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda} r \operatorname{sen}\frac{\pi}{\tau} t \,.\, \frac{\operatorname{sen}\theta}{r},$$

$$R_1 = \frac{\pi^2 e\delta}{\lambda^2} \operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda} r \operatorname{sen}\frac{\pi}{\tau} t \,.\, \frac{\operatorname{sen}\theta\cos\theta}{r}$$

ove θ è l'angolo di μO col piano xy. Se il corpo è isotropo, le molecole in S sono distribuite simmetricamente intorno ad O in tutte le direzioni. Sia n il loro numero, ed n' quello delle molecole i cui raggi vettori fanno con xy l'angolo θ_i. Avremo:

$$\frac{n'}{n} = \frac{2\pi r^2 \cos\theta_i \, d\theta_i}{4\pi r^2} = \frac{1}{2}\cos\theta_i$$

e le (2) per le componenti delle azioni dovute a queste molecole danno:

$$(2')\quad \begin{aligned} n' P_1 &= -\frac{n\pi^2 e\delta}{2\lambda^2} \operatorname{sen}\frac{\pi}{\tau} t \sum_1^{n'}{}_i \operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda} r_i \frac{\operatorname{sen}^2\theta_i\cos\theta_i}{r_i}; \\ n' R_1 &= \frac{n\pi^2 e\delta}{2\lambda^2} \operatorname{sen}\frac{\pi}{\tau} t \sum_1^{n'}{}_i \operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda} r_i \frac{\operatorname{sen}\theta_i\cos^2\theta_i}{r_i}. \end{aligned}$$

e le componenti P ed R dovute a tutte le n molecole sono:

$$(2'')\quad \begin{aligned} P &= \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} n' P_1 \, d\theta = -\frac{n\pi^2 e\delta}{3\lambda^2} \operatorname{sen}\frac{\pi}{\tau} t \sum_1^{n}{}_i \frac{\operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda} r_i}{r_i} \\ R &= \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} n' R_1 \, d\theta = 0 \end{aligned}$$

le quali mostrano che in O anche la vibrazione dovuta alle onde secondarie è trasversale. Ricordando che:

$$q = e\delta \operatorname{sen} \frac{\pi}{\tau} t,$$

abbiamo:

$$P = -\frac{n\pi^2}{3\lambda^2} q \sum_1^n{}_i \frac{\operatorname{sen} \frac{\pi}{\lambda} r_i}{r_i} = \frac{a'}{\lambda^2} q,$$

$$\left(\text{ove } a' = -\frac{n\pi^2}{3} \Sigma_i \frac{\operatorname{sen} \frac{\pi}{\lambda} r_i}{r_i}\right).$$

Aggiungendo questa forza alla X nella (1) si ha:

$$\text{(1')} \qquad K\mu \left(\frac{d^2X}{dt^2} + \frac{a'}{\lambda^2} \frac{d^2q}{dt^2}\right) = \frac{d^2X}{dt^2}.$$

Ma (Mascart. *Leçons sur l'électricité*, § 90) il momento elettrico q è proporzionale alla f. e. m., secondo la formula

$$k \,.\, dv \,.\, F = q$$

ove F è la f. e. m., k il coefficiente di polarizzazione. Avremo dunque:

$$P = \frac{a'}{\lambda^2} k\, dv\, X = \frac{a}{\lambda^2} X \qquad (a = a' \,.\, k \,.\, dv)$$

e la (1') darà.

$$K\mu \left(1 + \frac{a}{\lambda^2}\right) \frac{d^2X}{dt^2} = \frac{d^2X}{dz^2}.$$

Volendo soddisfare quest' equazione coll' integrale

$$X = m\, e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(Vt - z)}$$

si deve avere:

$$K\mu \left(1 + \frac{a}{\lambda^2}\right) = \frac{1}{V^2}$$

dalla quale risulta che la velocità di propagazione V dell'onda nel dielettrico è eguale a quella data da Maxwell ($1 : \sqrt{K\mu}$)

moltiplicata pel fattore $\left(1+\frac{a^2}{\lambda^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$. Dalla relazione stessa abbiamo:

$$\frac{1}{V^2\mu}=N^2=K\left(1+\frac{a}{\lambda^2}\right)$$

cioè l' indice di rifrazione N è eguale a quello dato da Cavchys, limitato ai primi due termini.

Il coefficiente a, proporzionale ad n, cresce colla densità del mezzo. Quanto al fattore $\Sigma\frac{\operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda}r_i}{r_i}=\frac{\pi}{\lambda}\Sigma\frac{\operatorname{sen}\frac{\pi}{\lambda}r_i}{\frac{\pi}{\lambda}}$, poichè per r piccolissimo il rapporto fra il seno e l' arco tende al valore 1, si vede che è finito e diverso da zero.

Consideriamo ora il caso di un corpo non perfettamente trasparente, ma assorbente. Ammettiamo che le sue molecole sieno perfettamente conduttrici. Esse non si comporteranno come quelle dielettriche nel corpo perfettamente trasparente, ma agiranno, al passaggio dell' onda principale, come risonatori, ed avranno un periodo proprio, dipendente dalla loro capacità, autoinduzione e resistenza. Consideriamo ora le equazioni del moto elettrico nell' etere e nelle molecole. Nell'etere sussisterà ancora la equazione:

$$K\mu\left(\frac{d^2X}{dt^2}+\frac{d^2P}{dt^2}\right)=\frac{d^2X}{dz^2};$$

per le molecole poi, poichè esse funzionano come eccitatori sussisteranno le equazioni date da Hertz pel suo eccitatore, cioè (Poincarè: *Électricitè et Optique*, T. 2°, § 69, pag. 149):

$$LC\frac{d^2Q}{dt^2}+RC\frac{dQ}{dt}+Q=0,$$

la quale, supponendo R trascurabile, si riduce a:

$$LC\frac{d^2Q}{dt^2}+Q=0$$

ossia, perchè $\frac{dQ}{dt} = i$

$$\text{(3)} \qquad L C \frac{d i}{d t} + Q = 0 .$$

Poichè la molecola è conduttrice e polarizzabile dielettricamente in essa vi sarà corrente galvanica e corrente dielettrica, sicchè: $i = \gamma F + \frac{K}{4\pi}\frac{dF}{dt}$, ove γ è il coefficiente di conducibilità ed F la f. e. m. Di quest' ultima, una parte è dovuta all' onda principale, l' altra all' azione delle molecole che si trovano nella sfera d' attività della molecola considerata. La prima, per quanto si è detto sopra si riduce alla componente X, l' altra l' abbiamo indicata con P, sicchè $F = X + P$ e quindi:

$$i = \gamma (X + P) + \frac{K}{4\pi}\frac{d}{dt}(X + P)$$

e la (3) si trasforma nell' altra:

$$\text{(4)} \qquad \frac{LCK}{4\pi}\frac{d^2P}{dt^2} + \frac{LCK}{4\pi}\frac{d^2X}{dt^2} + L C \gamma \frac{dP}{dt} + L C \gamma \frac{dX}{dt} + Q = 0 .$$

Osservo ora che Q è la quantità di elettricità che si trova nella molecola al tempo t. Dette $+e$ e $-e$ le quantità massima e minima e τ_i il periodo, abbiamo $Q = e \operatorname{sen} \frac{\pi}{\tau_i} t$. E ricordando il valore di P dato dalla (2''), abbiamo:

$$Q = h P \qquad \left(h = \frac{-3\lambda^2}{n \pi^2 \delta \Sigma (\operatorname{sen} \frac{\pi}{\lambda} r_i : r_i)}\right),$$

e di queste equazioni ne abbiamo n, cioè quante sono le molecole considerate.

Sostituendo nella (4) e dividendo per LC, otteniamo:

$$\frac{K}{4\pi}\frac{d^2P}{dt^2} + \gamma \frac{dP}{dt} + \frac{h}{LC} P + \frac{K}{4\pi}\frac{d^2X}{dt^2} + \gamma \frac{dX}{dt} = 0.$$

Volendo soddisfare questa equazione e la (1'') con integrali della forma:

$$\text{(5)} \qquad X = m e^{in(t-pz)} \qquad P = m' e^{in(t-pz)}$$

dovremo avere:

$$K\mu n^2 X + K\mu n^2 P = n^2 p^2 X$$

$$\sum_{1}^{n}{}_i\left(-\frac{n^2 K}{4\pi} + i n \gamma + \frac{h}{L_i C_i}\right); P + \sum_{1}^{n}{}_i\left(-\frac{n^2 K}{4\pi} + i n\gamma_i\right) X = 0$$

donde, eliminando P,

$$K\mu\left[1 + \sum_{1}^{n}{}_i \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma_i}{-\frac{n^2 K}{4\pi} + \frac{h}{L_i C_i} + i n \gamma_i}\right] = p^2$$

ossia:

$$K\mu\left[1 + \sum_{1}^{n}{}_i \frac{\left(\frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma\right)\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma_i\right)}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma^2_i}\right] = p^2 .$$

Dalle (5) si vede che p è l' inversa della velocità dell'onda nel mezzo. Poniamo $p = \frac{1}{V_0} + \frac{i}{V_1}$ avremo:

$$p^2 = \frac{1}{V_0^2} - \frac{1}{V_1^2} + \frac{2i}{V_0 V_1}$$

che sostituita nell' equazione precedente, ci dà:

$$\frac{1}{V_0^2} - \frac{1}{V_1^2} = K\mu\left\{1 + \sum_{1}^{n}{}_i ; \frac{\frac{n^2 K}{4\pi}\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right) - n^2 \gamma^2_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma^2_i}\right\};$$

$$\frac{2}{V_0 V_1} = -K\mu \sum_{1}^{n}{}_i \frac{n h \gamma_i : L_i C_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma^2_i} .$$

La 1ª di queste dà:

$$\frac{1}{V_0^2} = N^2 = K\mu\left\{1 + \sum_{1}^{n}{}_i \frac{\frac{n^2 K}{4\pi}\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right) - n^2 \gamma^2_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma_i}\right\}$$

che dà l' indice di rifrazione.

Si vede che, per effetto delle onde secondarie, il suo valore $K\mu$ è aumentato di

$$\sum_1^n{}_i \frac{\frac{n^2 K}{4\pi}\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right) - n^2 \gamma_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma_i} .$$

E poichè $n = \frac{2\pi}{\lambda}$; ed $L_i C_i = \frac{\lambda_i}{(2\pi V)^2}$ [1]) (ove λ_i è la lunghezza d'onda della molecola che vibra quando è sottratta alla influenza delle azioni esterne, avremo:

$$= K \left\{ 1 + \sum_1^n{}_i \frac{\frac{a}{\lambda^2}\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2}\right) - \frac{c}{\lambda^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}} \right\} ; \quad \frac{1}{V_1} = - \frac{V_0 K \mu}{2} \sum_1^n{}_i \frac{\frac{bc}{\lambda_i^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}} ,$$

posto

$$\begin{cases} a = \pi K \\ b = h(2\pi V)^2 \\ c = (2\pi\gamma)^2 . \end{cases}$$

Osservo che V_0 è la velocità dell'onda nel dielettrico, e V_1 il coefficiente d'assorbimento. Sostituendo nelle (5) ho:

$$X = m e^{+\frac{2\pi}{\lambda V_1}} . e^{\frac{2\pi i}{\lambda}\left(t - \frac{z}{V_0}\right)} .$$

E poichè $\frac{1}{V_1}$ e negativa ($= -$ H), avremo:

$$X = m e^{-\frac{2\pi}{\lambda} H} e^{\frac{2\pi i}{\lambda}\left(t - \frac{Z}{V}\right)} .$$

---

1) Poincaré. Electricité et Optique, T. 2°, § 69.

Il problema è stato trattato da Gibbs: American Journal, Aprile 1882); del Kolacek (Wiedemann-Aunalen, 1887); dall'Helmholtz (Wied. Ann., 1692); dal Drude (ibidem).

dovremo avere:

$$K \mu n^2 X + K \mu n^2 P = n^2 p^2 X$$

$$\sum_1^n{}_i \left(-\frac{n^2 K}{4\pi} + i n \gamma + \frac{h}{L_i C_i}\right); P + \sum_1^n{}_i \left(-\frac{n^2 K}{4\pi} + i n \gamma_i\right)$$

donde, eliminando P,

$$K\mu \left[1 + \sum_1^n{}_i \frac{\frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma_i}{-\frac{n^2 K}{4\pi} + \frac{h}{L_i C_i} + i n \gamma_i}\right] = p^2 .$$

ossia:

$$K \mu \left[1 + \sum_1^n{}_i \frac{\left(\frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma\right)\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi} - i n \gamma_i\right)}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma^2_i}\right] =$$

Dalle (5) si vede che p è l' inversa della velocità d nel mezzo. Poniamo $p = \frac{1}{V_0} + \frac{i}{V_1}$ avremo:

$$p^2 = \frac{1}{V_0^2} - \frac{1}{V_1^2} + \frac{2i}{V_0 V_1}$$

che sostituita nell' equazione precedente, ci dà:

$$\frac{1}{V_0^2} - \frac{1}{V_1^2} = K\mu \left\{ 1 + \sum_1^n{}_i ; \frac{\frac{n^2 K}{4\pi}\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right) - n^2}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma^2_i} \right.$$

$$\frac{2}{V_0 V_1} = -K\mu \sum_1^n{}_i \frac{n h \gamma_i : L_i C_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma^2_i} .$$

La 1ª di queste dà:

$$\frac{1}{V_0^2} = N^2 = K \mu \left\{ 1 + \sum_1^n{}_i \frac{\frac{n^2 K}{4\pi}\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right) - n^2 \gamma}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma_i} \right.$$

che dà l' indice di rifrazione.

Si vede che, per effetto delle onde secondarie, il suo valore $K\mu$ è aumentato di

$$\sum_1^n {}_i \frac{\frac{n^2 K}{4\pi}\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right) - n^2 \gamma_i}{\left(\frac{h}{L_i C_i} - \frac{n^2 K}{4\pi}\right)^2 + n^2 \gamma_i} .$$

E poichè $n = \frac{2\pi}{\lambda}$; ed $L_i C_i = \frac{\lambda_i}{(2\pi V)^2}$ [1]) (ove λ_i è la lunghezza d'onda della molecola che vibra quando è sottratta alla influenza delle azioni esterne, avremo:

$$K \left\{ 1 + \sum_1^n {}_i \frac{\frac{a}{\lambda^2}\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2}\right) - \frac{c}{\lambda^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}} \right\} ; \quad \frac{1}{V_1} = - \frac{V_0 K \mu}{2} \sum_1^n {}_i \frac{\frac{bc}{\lambda_i^2}}{\left(\frac{b}{\lambda_i^2} - \frac{a}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{c}{\lambda^2}} ,$$

posto

$$\left\{ \begin{aligned} a &= \pi K \\ b &= h (2\pi V)^2 \\ c &= (2\pi\gamma)^2 . \end{aligned} \right.$$

Osservo che V_0 è la velocità dell'onda nel dielettrico, e V_1 il coefficiente d'assorbimento. Sostituendo nelle (5) ho:

$$X = m e^{+\frac{2\pi}{\lambda V_1}} . e^{\frac{2\pi i}{\lambda}\left(t - \frac{z}{V_0}\right)} .$$

E poichè $\frac{1}{V_1}$ e negativa ($= -$ H), avremo:

$$X = m e^{-\frac{2\pi}{\lambda} H} e^{\frac{2\pi i}{\lambda}\left(t - \frac{Z}{V}\right)} .$$

---

1) Poincaré. Electricité et Optique, T. 2°, § 69.

Il problema è stato trattato da Gibbs: American Journal, Aprile 1882); dal Kolacek (Wiedemann-Annalen, 1887); dall'Helmholtz (Wied. Ann., 1892); dal Drude (ibidem).

LIBRI NUOVI

DIE PHOTOGRAPHIE DER GESTIRNE,

per J. SCHEINER.

(Verlag von Wilhelm Engelmann Leipzig).

L' opera si compone di un grosso volume corredato di molte figure, e di un atlante di undici tavole. È indirizzata principalmente come trattato per gli studenti di astronomia, ma può servire come manuale anche agli astronomi provetti.

Il trattato è diviso in tre parti: la prima riguarda il modo di prendere le prove fotografiche dei corpi celesti e di usarle per le misure. In essa è discussa la parte tecnica del processo fotografico, la teoria ottica degli strumenti, l' azione perturbatrice dell' aria atmosferica; sono descritti i vari apparecchi, e trattati i metodi di misura e di riduzione, e infine i metodi di registrazione fotografica.

La seconda parte molto più breve delle altre due, parla della fotometria fotografica e della formazione dell' immagine fotografica.

La terza parte riguarda la storia della fotografia celeste, e i contributi che questa ha recato all' astronomia. È divisa in varii capitoli, che trattano dei diversi corpi celesti.

Un' appendice contiene la letteratura e un indice di nomi e di materie.

Nell' ordine l'A. ha cercato specialmente nella terza parte di seguire il più possibile il progresso storico. Si è limitato nella descrizione degli apparecchi, dando maggiore importanza alla esposizione della teoria e dei risultati.

L' atlante serve principalmente a dare un saggio dei progressi della fotografia celeste, specialmente a quei lettori che non hanno agio di osservare le prove fotografiche negli osservatori.

Come si vede dall' analisi fatta, il trattato sarà grandemente utile anche ai fisici. L. Puccianti.

DARSTELLUNG DER 32 MÖGLICHEN KRYSTALLKLASSEN,
di H. BAUMHAUER.

(Wilhelm Engelmann, Leipzig, 1899).

Nella trattazione elementare della cristallografia si adotta generalmente la notazione di Neumann, che richiede l'uso di sei soli sistemi di assi.

Ma è noto che le leggi della cristallografia fanno ritenere possibili 32 sistemi di simmetria, ai quali posson riferirsi tutte le forme dei cristalli.

L'uso di questi 32 sistemi, o classi, di cristalli va sempre più generalizzandosi nell'insegnamento della mineralogia; e sarà quindi accolto con molto favore questo opuscolo del Professore Baumhauer, che definisce e descrive con chiarezza, e con sufficiente brevità, ognuna di quelle classi di cristalli.

L'opuscolo tratta anche dei modelli che di tali sistemi di assi son costruiti dal Krantz in Bonn e del modo col quale posson rappresentarsi le forme fondamentali e le zone.

A. STEFANINI.

DIE PHOTOMETRIE DER GESTIRNE,
del Prof. Dott. G. MÜLLER.

(Leipzig. Wilhelm. Engelmann, 1897).

È un bel volume, con molte figure, che tratta estesamente questa parte dell'astrofisica, la quale non era ancora stata ordinata in un vero e proprio trattato.

L'A. ha diviso la sua opera in tre parti:

La 1ª parte riguarda i fondamenti teorici della fotometria celeste.

La 2ª parte passa in rassegna tutti gli apparecchi e metodi fotometrici dal punto di vista pratico e tecnico.

La 3ª riferisce i risultati delle misure della luce inviataci dai corpi celesti.

Nella prima parte, contenente i problemi teoretici della fotometria, sono riferiti e trattati estesamente quelli che hanno

relazione colla fotometria celeste, e svolte alcune teorie che riguardano l'illuminazione dei pianeti, dei satelliti, dell'anello di saturno, ecc.

Riguardo alla seconda parte, in essa gli apparecchi sono stati riuniti in due grandi gruppi: fotometri ad estinzione e fotometri ad eguaglianza. Questi poi sono distribuiti a seconda dei diversi metodi teorici, di cui costituiscono l'applicazione. L'A. ha cercato che questa parte fosse al più possibile completa; e non solo che non vi mancasse nessuno dei fotometri celesti di una certa importanza, ma che vi fossero descritti sommariamente anche quei fotometri da laboratorio, che, con qualche modificazione, si potessero applicare allo studio della luce degli astri. I tipi più importanti di fotometri celesti sono descritti e discussi molto largamente.

Nell' ultimo capitolo è data una breve rassegna degli strumenti destinati a misurare, invece dell' effetto fisiologico dei raggi, l'effetto termico e attinico: *bolometro, radiometro, fotometro chimico* ecc.

Nella terza parte il capitolo più esteso è quello sulle stelle fisse, perchè in questo campo la fotometria moderna, ha dati i maggiori risultati. Questi sono riferiti e discussi nel modo più esteso che è stato possibile. Gli altri capitoli, ad eccezione di quello sui pianeti e sui satelliti, sono necessariamente brevi per la scarsità del materiale di osservazione, e servono principalmente a mostrare quanto vi sia ancora da fare nel campo della fotometria celeste.

In fine del volume si trovano alcune tabelle numeriche e un indice della letteratura.

È questo un trattato utilissimo per chiunque si occupi di astronomia e di ottica.

L. PUCCIANTI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXVIII, Maggio 1899.

BRANLY E. *Radioconduttori a sfere metalliche* (pp. 1089-1092). — L'A. dopo aver esposto alcune sue esperienze sulla variazione di resistenza per effetto delle onde elettriche, di colonne formate da dischi metallici ne espone altre nelle quali a questi dischi, sono sostituite delle sferette pure metalliche. Adoprando di queste sferette sovrapposte in un tubo di vetro verticale, in ogni caso ha trovato che esposti questi nuovi coherer all'azione della scintilla di un oscillatore si aveva una diminuzione di resistenza. Questa era fortissima nel caso in cui le sferette fossero di ferro dolce, di acciaio duro o di alluminio, debolissima nel caso in cui fossero di piombo, quasi nulla se erano di ottone. Gli stessi resultati si ottenevano quando il tubo era orizzontale.

L'A. fa poi dei confronti fra questa diminuzione di resistenza in questi tubi a sfere metalliche, con quella che si ottiene nei coherer a limatura.

TOMMASINA T. *Sopra la produzione di catene di depositi elettrolitici, e la formazione probabile di catene conduttrici invisibili, nell' acqua distillata, sotto l' azione delle correnti di self-induzione e delle onde elettriche: e sopra un curioso fenomeno di oscillazioni prodotte nell' acqua distillata dalle correnti indotte a debole frequenza* (pp. 1092-1095). — L'A. studia questi fenomeni servendosi del dispositivo adoperato per le sue ricerche sui coherer a contatto unico [1]).

BOREL A. *Sopra la polarizzazione rotatoria magnetica del quarzo* (pp. 1095-1096). — L'A. servendosi dei metodi polarimetrici di Laurent e di Summer per le righe del sodio, di Wild per le righe del cadmio; studia la polarizzazione rotatoria magnetica del quarzo limitando le sue ricerche su alcune righe, ma disposte sopra una estensione assai grande dello spettro fra Cd_1 (643,87) e Cd_{25} (319,34).

L'A. (essendo di 20° C. la temperatura) determina per ogni riga, le costanti di Verdet e quindi studiando l' influenza della temperatura, conclude che il potere rotatorio magnetico del quarzo

1) Comptes rendus, 12 Dicembre 1898, 13 Marzo 1899.

cresce con essa, e l'aumento è tanto maggiore, quanto più la luce impiegata è rifrangibile.

Chatelain E. U. *Sopra una nuova pompa a mercurio* (pp. 1131-1132). — L'A. descrive una nuova pompa a mercurio da lui ideata, abbastanza semplice. La colonna barometrica, essendo soppressa si comincia le operazioni del vuoto per mezzo della tromba ad acqua.

Borgman I. e **Petrovski A.** *Sulla capacità elettrica dei corpi cattivi conduttori* (pp. 1153-1155). — Gli A. servendosi del metodo descritto in una loro precedente Nota [1]) eseguiscono alcune ricerche sulla capacità elettrica di colonne di liquidi diversi, e su quella di alcuni tubi di gas rarefatti, ottenendo molti resultati interessanti sul modo di variare di questa capacità col variare di alcune condizioni.

Fabry Ch. e **Perot A.** *Sopra una sorgente intensa di luce monocromatica* (pp. 1156-1158). — Gli A. dimostrano di avere ottenuti eccellenti risultati impiegando come sorgente di luce monocromatica *l'arco del mercurio nel vuoto* scoperto e studiato da Arons. Quest'arco si forma fra due superfici di mercurio poste in uno spazio chiuso e perfettamente vuoto di aria, e messe in comunicazione con ciascuno dei poli di una corrente continua. Lo spettro di questa sorgente è identico a quello dei tubi di Michelson a vapore di mercurio. Tale sorgente può facilmente adoprarsi come sorgente di luce monocromatica.

Berthelot D. *Sopra l'aumento di pressione prodotta dalla mescolanza di due gas o sulla compressibilità della mescolanza* (pp. 1159-1160). — L'A. in una sua Nota [2]) aveva emessa l'idea che si poteva calcolare l'aumento di pressione Δp prodotta nelle mescolanze gassose, immaginando un ciclo di operazioni tali che la diffusione vi si facesse allo stato gassoso perfetto. In questa sua Nota riferendosi ai resultati ottenuti sulla compressibilità delle mescolanze nell'ultimo suo lavoro [3]) dimostra come l'impiego del ciclo proposto si trova giustificato dall'esperienza.

Pellat H. *Difetto di generalità della teoria della polarizzazione fittizia dei dielettrici* (pp. 1218-1220). — L'A. dimostra con un esempio chiarissimo, che la teoria della polarizzazione fittizia o istantanea, è impotente a spiegare le forze che si producono sopra un dielettrico primitivamente non elettrizzato, posto in un campo elettrico.

1) Comptes rendus, T. 128, p. 420, 1899
2) Comptes rendus, 13 Giugno 1898.
3) Comptes rendus, 27 Marzo 1899.

Perot A. e Fabry Ch. *Sopra l' alimentazione dei tubi di Michelson per mezzo di diverse sorgenti elettriche* (pp. 1221-1223). — Sappiamo che lo spettro di un metallo fornito dalla scintilla elettrica varia con la condizione della scarica. Lo stesso fatto si produce nella scarica a traverso i vapori metallici contenuti in un tubo di Michelson. Per l' addizione di un condensatore in derivazione sul tubo alimentato da un rocchetto d' induzione, si ha l' apparizione di un certo numero di nuove righe. Gli A. si domandano se il modo di eccitazione non abbia anch' esso un' influenza su quelle righe che sussistano in ogni caso, e impiegano per risolvere questa questione il loro metodo di spettroscopia interferenziale.

Lagrange E. *A proposito della guaina luminosa elettrolitica* (p. 1224).

Tommasima T. *Sopra la sostituzione dell' azione magnetica all' azione meccanica, per rompere direttamente le catene della limatura nei coherer* (pp. 1225-1226). — L'A. trova che tutte le volte che si avvicina ad un coherer un polo di una calamita, la conducibilità del coherer scompare: l' aderenza conduttrice non si riproduce che allontanando la calamita e sottoponendo nuovamente il coherer all' azione delle onde elettriche.

Egli utilizza queste osservazioni e sostituisce l' azione di un elettrocalamita a quella dei piccoli urti, per far perdere al coherer la conducibilità acquistata per l' azione delle onde elettriche.

Compan P. *Trasmissione della luce nei mezzi torbidi* (pp. 1226-1239). — L'A. innanzi tutto accenna ai lavori di Rayleigh, Hurion, Crova, sulla formula che dà l' intensità della luce trasmessa attraverso i mezzi torbidi. Con una serie poi di diverse esperienze eseguite su diverse sostanze conclude che la natura della luce trasmessa dipende dalle dimensioni delle particelle in sospensione nel mezzo. Queste esperienze sembrano di poter far concludere che nella formula che dà l' intensità della luce trasmessa, deve intervenire un fattore funzione delle dimensioni delle particelle stesse.

Berthelot D. *Sul calcolo della compressibilità di una mescolanza gassosa dopo quella dei suoi componenti* (pp. 1229-1231). — L'A. fondandosi su alcuni resultati ottenuti in alcuni suoi precedenti lavori sulle mescolanze gassose espone un calcolo che permette di ottenere in modo approssimato, la densità di una mescolanza gassosa per mezzo di quella dei suoi componenti.

Pellat H. *Sulla polarizzazione vera dei dielettrici posti in un campo elettrico* (pp. 1312-1314). — Il Bouty emise l' idea in un suo lavoro sui condensatori in mica, che le scariche residue e i fenomeni connessi, presentati dai condensatori a dielettrico so-

lido si spiegavano ammettendo un residuo nella polarizzazione del dielettrico persistente dopo la sparizione del campo.

L'A. con una esperienza dimostra che tale idea del Bouty non è un'ipotesi, ma bensì l'espressione di una legge che enuncia nella maniera seguente: *Un dielettrico* (solido o liquido) *posto bruscamente in un campo elettrico costante prende una polarizzazione, che non è istantantanea, ma che cresce col tempo e raggiunge assintoticamente un massimo. Se il campo viene a cessare, la polarizzazione decresce e ritorna nulla alla fine di un certo tempo teoricamente infinito.*

Leduc A. *Polimerizzazione dei vapori anomali: perossido di azoto e acido acetico* (pp. 1314-1317). — L'A. in un suo precedente lavoro [1]) ha dimostrato che la variazione della densità del cloro con la temperatura (nei limiti dove essa è potuta essere stata determinata con qualche certezza) è in perfetto accordo con la teoria degli stati corrispondenti, e non vi è luogo affatto d'invocare la dissociazione della molecola del cloro per spiegare queste variazioni per quanto grandi siano.

Tutt'altro è il caso del perossido d'azoto, la molecola del quale si sdoppia nettamente a misura che s'eleva la temperatura e si diminuisce la pressione, il che è dimostrato dalle esperienze di Natanson [2]). L'A. con vari calcoli dimostra che la teoria di Gibbs non è pienamente confermata dall'esperienze di Natanson.

Con dei calcoli simili a quelli eseguiti per l'ipoazotide, l'A. studia l'acido acetico e questi nuovi calcoli lo conducono al valore di $i = 1{,}02$ per il *coefficiente isotonico* delle soluzioni acetiche diluitissime.

Fabry Ch., Macé de Lepinay J. e Perot A. *Sopra la misura in lunghezze di onda delle dimensioni di un cubo di quarzo di 4 cm. di lato* (pp. 1317-1319). — Gli A. adoprano per tale misura, il metodo interferenziale precedentemente descritto da due di essi in un loro lavoro [3]).

Lefebvre P. *Punti di Bravais e poli* (pp. 1320-1322). — L'A. riferendosi ai resultati ottenuti in un suo precedente lavoro [4]) espone altre interessanti relazioni esistenti fra i punti di Bravais e i poli di un sistema ottico centrato: alcune delle quali permettono di ricercare i secondi, servendosi delle costruzioni e dei calcoli fatti per ricercare gli altri.

E. Pasquini.

---

1) Comptes rendus, T. 125, p. 937.
2) Ann. der Physik und Chemie, 2. serie, t. 27, p. 614.
3) Annales de Chim. et de Phys., 7. serie, t. 11, p. 102; 1899.
4) Comptes rendus, Marzo 1899.

Journal de Physique.

3. serie, t. 8, Aprile, Maggio e Giugno 1899.

MARCHIS L. *Contributo allo studio sperimentale della tempera e della ricottura del vetro* (pp. 193-206). — È una lunga nota nella quale l'A. mostra in che consista la tempera e la ricottura dei termometri e fa vedere come vanno distinte una tempera moderata e una secolare e così pure una ricottura moderata e una secolare.

D'ARSONVAL. *Interruttore elettrolitico* (pp. 206-209). — L'A. descrive dettagliatamente l'interruttore elettrolitico così come fu costruito dapprima dal Wehnelt.

SACERDOTE D. *Sulle deformazioni elastiche dei vasi spessi* (pp. 209-212). — In un articolo precedente (*Journal de Physique*, 3. ser., t. VII, p. 516, 1898) l'A. mostrò che si può ottenere con calcoli semplicissimi la deformazione che subisce un vaso sferico o cilindrico infinitamente sottile, quando è sottoposto a pressioni differenti sulle due faccie. Ora fa vedere che, per mezzo delle formule ottenute per i vasi sottili, è facilissimo d'ottenere quelle che dànno la deformazione dei vasi della stessa forma, e d'uno spessore qualunque.

PERREAU E. *Sul metodo delle coincidenze* (pp. 212-214). — L'A fa vedere come, nella misura della durata di oscillazione di un pendolo, la superiorità del metodo delle coincidenze su quello dei passaggi non consista, come si dice spesso, nel dispensare l'osservatore da contare il numero di oscillazioni del pendolo, ma nel ridurre moltissimo la durata dell'esperienza necessaria per ottenere un'approssimazione data.

GERRIT BAKKER. *Relazione fra le leggi caratteristiche dei gas perfetti* (pp. 214-215).

MÉTRAL P. *Dimostrazione del principio di Archimede pei gas* (pp. 215-216). — È la descrizione di un'esperienza semplicissima.

BOUASSE H. *Sopra un'esperienza di trazione* (pp. 241-252). — L'A. fa tutta la teoria di una esperienza che sembra molto semplice e che quantunque sia stata ripetuta migliaia di volte non era stata fatta ancora correttamente.

PELLAT H. *Perdita d'elettricità per evaporazione dell'acqua elettrizzata — Vapore emesso da un liquido non elettrizzato — Applicazione all'elettricità atmosferica — Influenza del fumo* (pp. 253-262). — Quando un liquido è elettrizzato, il vapore che emette è anch'esso elettrizzato. Gli sperimentatori non sono d'accordo su questo punto.

L'A. non soltanto è riuscito a mettere in evidenza nettamente che una superficie di acqua elettrizzata avente una densità elettrica poco superiore a quella del suolo perde colla sua evaporazione alla temperatura ordinaria una parte della sua carica, ma ha pure misurato questa perdita. Il metodo tenuto consisteva nel determinare con un elettrometro a quadranti la perdita spontanea di un sistema elettrizzato e molto bene isolato comprendente un vaso molto appiattito, quando era vuoto oppure pieno di acqua alla temperatura del laboratorio.

Non elettrizzando prima il sistema l'A. trovò che coll'evaporazione non si produceva elettricità in modo sensibile.

BERTHELOT D. *Sopra un metodo puramente fisico per la determinazione dei pesi molecolari dei gas e dei pesi atomici dei loro elementi* (pp. 263-274). — L'A. mostra come per formare una scala di pesi molecolari siano da distinguere due metodi: un *metodo chimico* fondato sugli equivalenti chimici, e un *metodo fisico* fondato invece sulla legge di Gay-Lussac e sul principio di Avogadro.

I valori ottenuti coi due metodi non concordano esattamente perchè le *densità teoriche* dei gas, calcolate coi valori degli equivalenti forniti dall'analisi chimica non corrispondono che imperfettamente colle densità sperimentali trovate nelle condizioni ordinarie di temperatura e pressione. Questo disaccordo dipende dal fatto che il principio di Avogadro non potrebbe essere esatto per le varie temperature e pressioni altro che se i gas avessero la stessa compressibilità e lo stesso coefficiente di dilatazione.

Ora nessuna di queste due leggi è rigorosa. Ma resulta dalle esperienze di Regnault che i coefficienti di dilatazione dei vari gas si ravvicinano di più in più a uno stesso valore quanto più la pressione diminuisce. Per conseguenza siamo autorizzati ad ammettere che a rarefazioni estreme i volumi molecolari di tutti i gas siano rigorosamente uguali.

La scala fisica dei pesi molecolari, fondata sulle densità dei gas, si avvicina dunque tanto di più alla scala chimica quanto più la pressione è debole e si può pensare che le due scale coincidano quando si sostituiscano alle densità normali le *densità limiti* prese sotto una pressione infinitamente piccola.

La densità limite d'un gas non può esser misurata sperimentalmente, ma l'A. mostra come si possa dedurre dalla densità normale quando si conosca la legge della compressibilità del gas.

L'A. indica molti pesi molecolari e atomici dedotti in questa maniera.

BRANLY E. *Radioconduttori a dischi metallici* (pp. 274-275).

MICHELSON A. *Sopra lo spettroscopio a gradinata* (pp. 305-314). — L'A. indica un mezzo per produrre gli spettri, fondato sopra la diffrazione e analogo a quello dei reticoli. A tal fine egli si serve di lastre di vetro a faccie piane e parallele sovrapposte in parte in modo da formare una gradinata. L'A. è riuscito a ottenere dispersioni fortissime e a concentrare la luce quasi tutta sopra un solo spettro.

PELLIN PH. e BROCA A. *Spettroscopio a deviazione fissa* (pp. 314-319). — Si sa che quando un raggio luminoso ha attraversato un prisma al minimo di deviazione, se viene riflesso sopra uno specchio solidale col prisma prende una direzione fissa indipendente dal suo colore. Questa disposizione è frequentemente impiegata per le ricerche bolometriche in cui si vuole avere una dispersione ben determinata e un apparecchio ricevitore fisso, ma non si può adoperare per uno spettroscopio pratico perchè gli specchi in vetro argentato dànno una immagine cattiva e gli specchi metallici sono presto inservibili. L'A. ha rimediato l'inconveniente formando un prisma che dà nell'interno una riflessione totale in modo da realizzare la deviazione fissa senza specchio alterabile

SACERDOTE P. *La legge della mescolanza dei gas — Nuovo apparecchio di dimostrazione* (pp. 319-329). — L'A. mostra che, facendo le misure con tutta la precisione di cui sono suscettibili i metodi attuali di misura, la legge di Berthollet riguardante i miscugli dei gas in generale non è vera; la mescolanza di CO_2 con SO_2, per es., si compie con un aumento di pressione di $1^{mm},25$ di mercurio.

L'A. indica il metodo tenuto nelle sue esperienze e descrive un apparecchio di dimostrazione che permette di mostrare a un uditorio, con un'esperienza di alcuni minuti, quest'aumento di pressione che accompagna le mescolanze di certi gas.

COLOMAN DE SZILY. *Sulla variazione della resistenza elettrica dei metalli e delle loro leghe per effetto della torsione* (pp. 329-332). — L'A. ha sperimentato per ora col constantano ed ha trovato che la resistenza elettrica va aumentando coll'angolo di torsione. Gli aumenti di resistenza non sono però proporzionali agli angoli di torsione, ma crescono molto di più.

M. PANDOLFI.

Annales de Chimie et de Physique.

T. XVII. Luglio e Agosto T. XVIII. Settembre 1899.

Berthelot. *Su alcune relazioni fra le energie luminose e le energie chimiche* (pp. 320-324). — L'A. cerca di vedere se la luce determina la combinazione dell' iodio e degli elementi alogeni con l' ossigeno. Esperienze durate cinque mesi mostrano che questa combinazione non avviene.

Leduc A. *I calori specifici dei gas e l' equivalente meccanico della caloria* (pp. 484-510). — Molti fisici hanno calcolato l' equivalente meccanico della caloria col metodo di R. Mayer e i resultati, molto diversi fra loro, sono in generale assai superiori a quelli forniti dai metodi diretti. Per questo l'A. ha creduto utile discutere le cause di tali discordanze.

Comincia dall' osservare che l' errore più grande si commette nella determinazione del calore specifico C, e perciò passa in rassegna, analizzandoli, i vari metodi per determinarlo, e mostra l'incertezza che regna intorno ai diversi dati relativi al calore specifico dei gas. Dai resultati delle varie esperienze l'A. mostra che si possono ritener giusti i due principi seguenti:

1° La capacità calorifica molecolare a volume costante (c M) è la stessa per i gas della medesima atomicità, presi in stati corrispondenti.

2° Questa capacità calorifica è proporzionale al numero *n* di atomi comuni nella molecola.

L'A. in ultimo esamina le esperienze di Lord Kelvin e Joule sulla dilatazione dei gas nel vuoto.

Gutton G. *Ricerche sperimentali sul passaggio delle onde elettriche da un conduttore ad un altro* (pp. 1-76). — Nella prima parte di questa Memoria l'A. si propone di determinare sperimentalmente quali sono le relazioni tra la fase, l' ammortimento e l' intensità d' un sistema di onde primarie e il sistema di onde trasmesse al filo secondario attraverso un condensatore. I resultati a cui giunge sono i seguenti:

1° Le onde vengono trasmesse senza cambiamento di fase, qualunque sia la capacità elettrostatica delle bottiglie di Leida che servono a far passare le onde dall' estremità del filo primario all' estremità del filo secondario.

2° Le onde passano al conduttore secondario per mezzo della regione ove la forza elettrica alla superficie di questo conduttore è nulla.

3° Se la trasmissione avviene attraverso due lamine parallele, l'onda trasmessa è in ritardo d'una lunghezza un poco superiore al diametro della lamina.

4° Se le oscillazioni lungo i fili primari sono pendolari e ammortite, le oscillazioni trasmesse ai fili secondari sono ugualmente pendolari e hanno lo stesso periodo e lo stesso ammortimento delle oscillazioni primarie.

5° La frazione d'energia trasmessa dai fili primari ai secondari è indipendente dall'intensità delle onde primarie, e tanto più grande quanto più è corta la lunghezza d'onda.

6° Due condensatori della stessa capacità elettrostatica non trasmettono necessariamente al filo secondario delle onde aventi la medesima intensità. L'intensità delle onde secondarie non aumenta costantemente quando si aumenta la lunghezza lungo la quale i fili primario e secondario sono vicini; la loro intensità passa per un massimo quando questa lunghezza è uguale al quarto della lunghezza d'onda.

Se si trasmettono le onde lungo due fili paralleli che partono dai due poli d'un eccitatore, le linee di forza elettrica formano degli archi che fanno capo a due punti in faccia a ciascuno dei fili: riunendo con un ponte le estremità di questi fili, le onde, raggiunto il ponte, si riflettono. Nel mezzo del ponte la forza elettrica è costantemente nulla. Nella seconda parte l'A. studia appunto il passaggio delle onde elettriche da un filo primario ad un secondario parallelo, da una parte e dall'altra del punto ove la forza elettrica è nulla, e trova i seguenti resultati:

1° Le onde elettriche sono trasmesse con un cambiamento di fase d'un semiperiodo da un filo primario ad un secondario parallelo, da una e dall'altra parte del punto di forza elettrica nulla.

2° Il passaggio delle onde da un filo ad uno parallelo conserva al sistema di onde la forma pendolare, e le oscillazioni primaria e secondaria hanno lo stesso periodo e lo stesso ammortimento.

3° L'intensità delle onde secondarie è massima quando la lunghezza dei fili paralleli, da ogni lato del mezzo del ponte, è uguale ad un quarto di lunghezza d'onda.

Nella terza parte l'A. prende in esame l'azione d'un filo percorso da onde progressive sur un filo secondario, e trova che:

1° Se le onde si propagano sur un lungo filo primario, facendo del secondario una specie di risonatore non si ha alcuna scintilla alla rottura se questo è parallelo al primo, mentre l'effetto massimo si ha quando è perpendicolare.

2° Se due fili secondari sono paralleli per un certo tratto ai due primari e poi si piegano in avanti ad angolo retto, le onde primarie sono trasmesse senza cambiamento di fase, e l'onda secondaria ha un'intensità massima quando il filo primario e il secondario corrispondente sono paralleli per una lunghezza uguale ad un quarto della lunghezza d'onda.

3° Applicando un ponte ai fili secondari, le onde secondarie e primarie hanno una differenza di fase d'un semiperiodo al punto ove esse si separano, e l'intensità delle onde secondarie è massima quando il filo primario e secondario corrispondente sono paralleli sur una lunghezza uguale al quarto di lunghezza d'onda.

Nell'ultima parte l'A. determina la forma delle linee di forza elettrica nelle vicinanze d'un risonatore, e per determinare la direzione della forza elettrica in un punto del campo hertziano adopra un radioconduttore analogo a quello del Bose, nel circuito del quale trovasi un elettrometro capillare ed una f. e. m. di circa 0,1 volta. Trova che lungo un risonatore esistono dei punti ove la forza elettrica è nulla, e che se all'interruzione avvengono delle scintille, una parte dell'energia vi converge necessariamente.

DAHMS A. *Sulla congelazione dei miscugli d'acido acetico e d'acqua* (pp. 140-142). — L'A. osserva che i resultati a cui giunse il De Coppet (T. XVI degli *Annales*) sono perfettamente uguali a quelli che egli ha pubblicato nel 1897.

DE COPPET L. C. *Risposta alla Nota del Sig. A. Dahms* (pp. 142-144). — L'A. mostra di essere andato più avanti del signor Dahms, poichè ha determinato un secondo punto di solidificazione d'un miscuglio soprafuso d'acido acetico e acqua; punto situato 2° più basso del punto d'eutossia. Fa poi altre osservazioni in difesa dell'opera sua.

G. ERCOLINI.

The Physical Review. Volume IX, Luglio e Agosto 1899.

SHEDD J. C. *Studio interferometrico delle radiazioni in un campo magnetico* - I (pp. 1-19). — Dopo aver fatta la storia dell'argomento, dalla quale risulta che avanti del Zeeman aveva il Fievez nel 1885-86 ottenuto un sensibile slargamento delle linee spettrali per opera del campo magnetico, l'A. enumera i difetti del metodo fotografico usato dal Zeeman per lo studio dei fenomeni in questione, e dimostra la superiorità del metodo interferometrico dovuto al Michelson. Riportata poi la teoria del Lorentz su questi fenomeni e quelle altre che in seguito ai risultati sperimentali necessariamente la sostituirono, Egli osserva che lo stato presente della questione può riassumersi come segue:

1° Quando le radiazioni emanano da una sorgente di luce posta nel campo magnetico, in generale le linee spettrali sono da esso influenzate. Il sistema di linee magnetizzato è simmetrico rispetto alla linea originale non magnetizzata. Il campo magnetico può produrre nuove linee spettrali.

2° Esaminata parallelamente al campo magnetico la linea spettrale è, in generale, sdoppiata, ma può anche divenire una linea singola o multipla. Nel caso d' una sola linea non c'è polarizzazione; in tutti gli altri casi le componenti sono polarizzate circolarmente: le più corte lunghezze d' onda nella direzione della corrente magnetizzante, le più lunghe in senso opposto.

3° Esaminata in direzione perpendicolare al campo magnetico, le componenti esterne sono polarizzate in un piano in modo che le loro vibrazioni sono perpendicolari al campo; le componenti interne hanno le loro vibrazioni parallele al campo.

4° La forma generale delle linee viste perpendicolarmente al campo è un triplet, ma a volte è di struttura complessa.

5° L' aumento dell' azione magnetica, misurata col cambiamento di periodo della linea spettrale, non è una semplice funzione della lunghezza d' onda; non è costante per ogni lunghezza d' onda, e per tutte le linee d' una data sostanza; nè è una semplice funzione della lunghezza d' onda per le linee d'una data sostanza.

6° L' azione magnetica è proporzionale al campo.

L'A. si propone di studiare l' argomento per vedere quali sono le condizioni più opportune per l' osservazione del fenomeno Zeemann, per confrontare fra loro i due metodi, fotografico ed interferometrico, per accertarsi se l' effetto magnetico è diverso a differenti temperature, e per misurare i cambiamenti magnetici di molte linee, e studiare poi lo stato di polarizzazione delle componenti.

In questa prima Memoria egli descrive il magnete usato, le fiamme delle quali si è servito, l' apparecchio a dispersione e la polarizzazione osservata, e giunge alle seguenti conclusioni:

1° La separazione magnetica delle linee D_1, D_2 del sodio, date da una fiamma nuda, non può essere distintamente osservata alla temperatura della fiamma Bunsen, nè a quella d' una fiamma a iniezione d' aria, nè alla temperatura della fiamma di ossigeno e gas, se non si prendono delle precauzioni contro le spontanee inversioni.

2° Il fenomeno può essere molto più sodisfacentemente osservato parallelo al campo magnetico, quando perpendicolarmente ad esso la intensità del campo necessaria a produrre un puro triplet è due volte quella necessaria a produrre lo sdoppiamento.

3° C'è un ritardo di tempo apprezzabile sia quando il magnete è eccitato, sia quando la corrente è tolta, durante il quale le linee mostrano un fenomeno d'inerzia. Questo ritardo non sembra dovuto interamente all'autoinduzione del campo, ma può essere parzialmente visuale e parzialmente *ionico.*

4° Un'intensità di almeno 15000 unità C. G. S. sembra essere necessaria per osservazioni sodisfacenti.

5° Gli spettri superiori al secondo ordine sono troppo deboli per avere dei buoni fenomeni.

GRESSMANN G. W. *La resistenza elettrica delle amalgame di piombo a basse temperature* (pp. 20-29). — Le amalgame venivano introdotte in un tubo ad U circondato da un piccolo rocchetto di filo di rame dalla variazione di resistenza del quale si deduceva la temperatura del bagno in cui veniva immerso il tubo: questo consisteva in un vaso contenente dell'etere in cui si metteva dell'anidride carbonica solica. Riportando sulle ascisse le temperature e sulle ordinate le resistenze, l'A. trova che le curve che si ottengono da 30° C. al punto di solidificazione sono solo debolmente inclinate sull'asse delle x; quando l'amalgama diviene solida la sua resistenza diminuisce tanto che la curva riesce quasi ad angolo retto con la primitiva direzione; quando la solidificazione è completa la curva continua quasi parallelamente alla prima porzione. In alcuni casi la resistenza dell'amalgama solida fu solo $^1/_4$ di quella della liquida. In altri la resistenza variò così repentinamente che non fu possibile di ottenere la curva della sua variazione.

Dalle curve ottenute l'A. ricava il punto di fusione e quello di solidificazione delle amalgame prese in esame.

Tutte le amalgame studiate hanno un coefficiente di temperatura più piccolo di quello del mercurio puro, e per quelle che contengono molto piombo esso è molto piccolo.

HUMPHREYS W. J. *L'interruttore elettrolitico di Wehnelt* (pp. 30-40). — Consiste in un piccolo elettrodo positivo e in un elettrodo negativo grande immersi in un elettrolita di buona conducibilità.

Posto in serie col primario di un rocchetto d'induzione, sotto certe condizioni, interrompe la corrente in un modo che spesso dà risultati migliori di tutti gli altri interruttori fin qui usati. L'A. ne ha costruiti ed adoprati diversi e raccoglie in questa Memoria le osservazioni fatte e che riassumeremo brevemente:

1° Gli elettrodi di grande superficie richiedono più corrente e più alto voltaggio per funzionare, e nelle stesse condizioni gli elettrodi larghi producono interruzioni meno frequenti degli stretti

e danno scariche di maggior diametro al secondario. La distanza, entro larghi limiti, fra i due elettrodi ha piccola influenza.

2° Gli elettroliti che conducono meglio dànno i migliori risultati. Conviene ricoprire l'elettrolita con uno strato di olio di paraffina per evitare ogni possibile getto di liquido.

3° Durante l'azione dell'interruttore, intorno all'anodo compare un fuoco più o meno brillante e se non compare la corrente non s'interrompe. Esaminato con lo specchio girante si mostra intermittente. Lo spettro della luce che emette contiene le linee dell'idrogeno e dell'ossigeno sempre e poi quelle di altri corpi, secondo la natura dell'elettrolita. Questo è una prova quasi certa che la luce è dovuta ad una scarica elettrica attraverso quei gas.

4° Quando il voltaggio è sufficientemente alto, in modo che l'interruttore funziona nelle condizioni ordinarie, se si mette in un forte campo magnetico, in modo che le linee di forza siano ad angolo retto con la corrente, esso non funziona; aumentando il voltaggio funziona irregolarmente.

5° Un aumento di pressione idrostatica abbassa la frequenza delle scariche, mentre ad una bassissima pressione l'azione dell'interruttore è debolissima.

6° La quantità e la specie dei gas generati dal polo positivo sono differenti da quelle ottenute nella elettrolisi quieta ordinaria. Le proporzioni variano con la sezione dell'elettrodo, col voltaggio e con altre condizioni. Il polo negativo dà idrogeno solo.

7° Se il voltaggio è basso il circuito può esser chiuso sia al di fuori dell'interruttore, sia immergendo l'elettrodo nel liquido. Se il voltaggio è alto l'elettrodo deve essere immerso prima, e il circuito deve chiudersi fuori dell'interruttore.

8° La corrente aumenta col voltaggio fino ad un massimo il cui valore dipende, fra le altre cose, dall'autoinduzione del circuito e poi decresce col successivo aumento di potenziale.

9° L'elettrodo positivo ha tre stabili e distinte condizioni di attività: *a) stadio di alta resistenza* caratterizzato da piccolo ma costante splendore alla punta, da piccola corrente molto riscaldante e da uno speciale rumore; *b) stadio di quieta elettrolisi* caratterizzato da assenza di luce e di rumore e da una corrente relativamente grande; *c) stadio di regolare interruzione* con suono di una nota costante, e grande corrente.

10° Una resistenza grande e variabile in serie con l'interruttore dà resultati interessanti. Se la resistenza è grande si ha il secondo stadio; diminuendola l'elettrolisi aumenta fino ad una

certa corrente dipendente dalla sezione degli elettrodi, ma non dal voltaggio.

11° Aumentando l'autoinduzione del circuito si abbassa la frequenza dell'interruttore; diminuendola aumenta la corrente.

12° Per ottenere raggi X servono meglio delle alte le frequenze moderate di circa trecento interruzioni per secondo.

FOSTER W. *L'idrolisi del cloruro di stagno* (pp. 41-56). — È uno studio della idrolisi fatto sul cloruro di stagno, perchè questo composto, in soluzioni di media concentrazione, presenta l'idrolisi così graduale che l'osservatore ha tutto il tempo di determinare la condizione della soluzione. L'A. conclude che il cloruro di stagno non è una eccezione alla teoria della dissociazione.

MAGIE W. F. *Calore specifico di soluzioni che non sono elettroliti* (pp. 65-85). — Mediante alcune considerazioni teoriche l'A. comincia col dimostrare che le leggi relative alla variazione del calore specifico delle soluzioni con la loro concentrazione sono fra loro diverse, perchè diverso è il loro comportamento rispetto alla pressione osmotica. Molte sono le determinazioni eseguite sulle soluzioni elettrolitiche, perciò l'A. si limita allo studio di quelle che non sono elettroliti. Il metodo adoprato è una modificazione di quello di Pfaundler, che consiste essenzialmente nel comunicare uguali quantità di calore a due calorimetri mediante una corrente elettrica che passa in due rocchetti di ugual resistenza immersi nei calorimetri, dei quali uno contiene un liquido campione e l'altro il liquido da osservare.

In queste esperienze il liquido campione è il solvente e vien determinato il calore molecolare del soluto.

I risultati delle determinazioni eseguite sopra undici soluzioni confermano la teoria esposta dall'Autore.

SHEED J. C. *Studio interferometrico delle radiazioni in un campo magnetico* - II (pp. 86-115). — In questa seconda parte l'A. studia il metodo interferometrico adoprando l'interferometro Michelson, e mostra che si adatta bene anche per campi inferiori a 1000 unità C. G. S. Eseguisce molte misure in condizioni diverse, e riguardo alla temperatura giunge alle seguenti conclusioni:

1° Alla temperatura della fiamma Bunsen c'è un distinto ritardo ionico che è superato immediatamente col campo di 95000 unità C. G. S.

2° Questo ritardo ionico diminuisce col crescere della temperatura, ed è praticamente assente alla temperatura della fiamma ad ossigeno o a quella dei tubi a vuoto.

3° La variazione in lunghezza d'onda raggiunge un valore massimo dipendente dalla temperatura e pressione; il massimo è raggiunto a circa 11000 unità C. G. S.

Quanto ai cambiamenti prodotti dal campo magnetico conchiude che:

1° Una classificazione delle linee secondo la grandezza del cambiamento magnetico è di poco valore.

2° È più significante una classificazione delle linee secondo il valore di $\frac{e}{m}$ dove e è la carica ed m la massa d'un ione.

3° La complessità di struttura d'una linea dipende dal valore del rapporto $\frac{e}{m}$.

Stevens J. S. e Dorsey H. G. *Effetto della magnetizzazione sulla elasticità delle verghe* (pp. 116-120). — La sbarra da assoggettare all'esperienza è appoggiata presso i suoi estremi sopra due spigoli; nel suo mezzo viene caricata da un peso e porta uno specchio di un'interferometro; è abbracciata da due rocchetti di filo metallico e una corrente d'acqua può circolare fra essa e i rocchetti. L'A. trova che i moduli d'elasticità del ferro lavorato e dell'acciaio aumentano con la magnetizzazione.

Quick R. W. *Acqua simultaneamente gelante e bollente* (pp. 121-122). — È la ben nota esperienza del pallone capovolto contenente acqua calda che entra in ebollizione tosto che si versa sul pallone dell'acqua fredda. Se, dopo che l'acqua è raffreddata, si versa dell'etere contenente molta anidride carbonica solida, l'acqua entra in ebollizione mentre sulla parete interna del pallone il vapore si solidifica.

G. Ercolini.

Philosophical Magazine. Giugno 1899.

Johonnott E. S. jun. *Spessore della macchia nera nelle lamine liquide* (pp. 501-522). — Le lamine adoperate furono di soluzioni acquose di oleato di soda o di potassio, ad alcuna delle quali fu aggiunta della glicerina e del nitrato potassico. Le lamine stavano verticalmente, e l'orlo inferiore era a contatto col liquido che le formava.

Lo spessore fu misurato con due metodi: cioè mediante lo spostamento delle frange di diffrazione che si determinava con l'interferometro del Michelson, o mediante le variazioni dell'intensità della luce riflessa sotto diverse incidenze dalle lamine.

Questo secondo metodo è meno esatto, per la difficoltà di avere della luce perfettamente monocromatica.

L'A. ha trovato che lo spessore della macchia nera di una lamina di sapone non è costante, e che può variare da 6 $\mu\mu$ a 40 $\mu\mu$. La lamina formata da una soluzione di puro oleato può consistere di due macchie nere, la seconda delle quali ha uno spessore che è quasi la metà dello spessore limite della prima, che è circa 12 $\mu\mu$. L'aggiunta di glicerina o di KNO_3 impedisce la formazione della seconda macchia nera. Lo spessore della macchia nera è poi indipendente dalla quantità di oleato che si scioglie nell'acqua, e diminuisce al crescere della temperatura.

GRIFFITHS A. *Nota sulla sorgente di energia nella convezione diffusiva* (pp. 522-529). — Riferendosi ad un suo precedente lavoro (*N. Cim.* (4), 9, pag. 237) e in seguito ad alcune osservazioni che il Fitzgerald pubblicò nella *Nature*, l'A. calcola l'abbassamento di temperatura che si ha nella diffusione verso l'alto di una soluzione più densa dell'acqua, l'assorbimento del calore quando la diffusione si combina col movimento del liquido, e la velocità con la quale si eseguisce il lavoro nell'apparecchio già descritto nella sua citata Nota.

GRIFFITHS A. *Studio di un apparecchio per la misura della velocità della diffusione dei solidi disciolti nei liquidi* (pp. 530-539). — L'apparecchio immaginato consiste in un recipiente diviso in due scompartimenti da un diaframma orizzontale, attraversato da diversi tubi, lungo i quali avviene la diffusione. Altri tubi servono per caricare e scaricare i due scompartimenti.

Il coefficiente di diffusione è calcolato con un metodo analogo a quello col quale Lord Kelvin ha risoluto il problema del passaggio della elettricità lungo un cavo che possiede una capacità apprezzabile.

L'A. calcola poi gli errori derivanti da differenze di temperatura fra i due scompartimenti, dalle variazioni di temperatura di tutto l'apparecchio, dal cambiamento di volume per la diffusione e dalla circolazione che si produce quando si rinnovano i liquidi nei due compartimenti. I primi resultati sperimentali, ottenuti per una soluzione di solfato di rame, mostrano che gli errori dovuti a tali cause non sono molto grandi.

SHAKESPEAR G. A. *Applicazione di un metodo d'interferenza alla determinazione del modulo di Young per i fili, e sua relazione coi cambiamenti di temperatura e di magnetizzazione; sua applicazione allo studio del cambiamento delle dimensioni dei fili di ferro e di acciaio con la magnetizzazione* (pp. 539-556). — Due dischi circolari di ghisa son riuniti con tre pezzi uguali del filo in esa-

me: il disco superiore è sospeso pel suo centro, quello inferiore porta un gancio per l'applicazione del peso; ad uno dei fili verticali che riuniscono i due dischi son fissati due bracci orizzontali, uno all'estremità superiore e l'altro a quella inferiore. Dal braccio superiore parte una sbarra metallica verticale, che porta in basso un prisma rettangolare e sul braccio inferiore, in corrispondenza della faccia orizzontale del prisma, è fissato uno specchio piano. Speciali disposizioni servono a mantener paralleli i due dischi, e le faccie prospicientisi dello specchio e del prisma, che posson situarsi ad una piccolissima distanza fra loro (circa 0,25 mm.), e fra tali due superficie avviene l'interferenza della luce. Quando i fili si allungano, crescendo lo spessore dell'aria compresa fra le due superficie ora dette, varia il numero delle strie d'interferenza, e si ha così il modo di misurare l'allungamento prodotto dal peso applicato. Questo metodo permette di apprezzare 0,000003 cm.

Per poter applicare una tensione continua senza scosse, al disco inferiore è applicato un cilindro di ferro che pesca in un recipiente pieno d'acqua che viene estratta gradatamente.

L'A. ha trovato che l'effetto di un aumento e di una successiva diminuzione dalla tensione o della temperatura, è di aumentare il modulo d'elasticità; cioè l'allungamento osservato dei fili è sempre maggiore al principio di tali operazioni, che alla fine.

Anche la produzione di un campo magnetico sembra aumentare il modulo d'elasticità. Quando i fili di ferro eran magnetizzati mediante un solenoide che produceva un campo di 23 C. G. S. il primo effetto, per una piccola tensione, era una contrazione, seguita da una dilatazione quando la corrente aumentava d'intensità; diminuendo di poi la corrente continuava l'allungamento fino a raggiungere un punto d'inversione, che era seguìto da una contrazione continua fino all'annullarsi della corrente. Invertendo la corrente, il primo effetto è una contrazione continua, fino a un punto d'inversione, passato il quale si ha un allungamento che continua anche dopo che la corrente ha raggiunto il massimo, si raggiunge il punto d'inversione precedente e poi vi è una contrazione fino all'annullarsi della corrente.

Per un carico un po' forte, l'effetto è del tutto diverso, e consiste in una contrazione fino al massimo della corrente, seguìto da un allungamento fino all'annullarsi della corrente.

Questi effetti non si debbono attribuire ad un aumento della temperatura, perchè non sono lenti ed uniformi, ma si producono e cessano immediatamente col campo magnetico.

Adoprando correnti alternanti, si ha da prima un allungamento; ma cessando la corrente il filo si contrae fino alla sua prima lunghezza.

Quest' osservazione suggerisce un metodo per determinare l' area d' isteresi. Infatti se d è la lunghezza del filo, n il numero delle alternazioni della corrente I, che produce un certo allungamento, e c la corrente continua che produce un allungamento uguale, si ha

$$n\, l \int \mathrm{H}\, d\mathrm{I} = \mathrm{C\,E}$$

ove $\int \mathrm{H}\, d\mathrm{I}$ è l' energia dissipata ad ogni ciclo di magnetizzazione, ed E rappresenta la f. e. m. adoperata.

STONEY G. J. *Denudazione e deposizione* - Parte II (pp. 557-564). — È una replica alle osservazioni del Chree (*N. Cim.* (4), 10, p. 240), nella quale l'A. mostra che le ipotesi fatte sulla compressibilità della crosta terrestre dipendono quasi esclusivamente da fatti noti.

STONEY G. *La quantità di ossigeno dell' atmosfera, confrontata con quella della crosta terrestre* (pp. 565-566). — È facile calcolare che uno strato di acqua alto cm. 264, che coprisse tutta la terra, conterrebbe tanto ossigeno quanto ne contiene l' atmosfera.

Tenendo poi conto della composizione delle roccie, l'A. trova che la quantità d' ossigeno contenuto nell' atmosfera è circa un decimillesimo di quello contenuto nella crosta terrestre.

Lord RAYLEIGH. *Sul calcolo della frequenza delle vibrazioni fondamentali, con un esempio tratto dall' idrodinamica* (pp. 566-572). — L'A. indica un metodo per trovare con approssimazione la più piccola radice dell' equazione che rappresenta il moto di un sistema attorno ad una configurazione di equilibrio stabile.

A. STEFANINI.

Una Lettera inedita di VOLTA.

Fra i manoscritti voltiani che si conservano presso il R. Istituto Lombardo in Milano, vi è una lettera, o meglio una minuta di lettera, senza firma, nè data, nè indirizzo, ma che però dalla scrittura e dal contenuto chiaramente appare di Alessandro Volta. È la risposta ad un suo conoscente, a quanto pare, di Ginevra, che lo aveva interpellato circa la esistenza nel lago di Como di un fenomeno *di flusso e riflusso, osservato da de Saussure nel lago di Ginevra,* il quale altro non può essere che il ben noto fenomeno delle *Seiches,* oggetto di molti studi anche ai giorni nostri, specialmente per parte dell' illustre Professore Forel di Losanna, e che per iniziativa della nostra Società di Fisica comincia ora ad essere osservato anche nei laghi italiani. Perciò mi parve particolarmente interessante il far conoscere questa lettera, notevole documento della speciale attitudine del Volta alla sagace osservazione ed interpretazione di qualsiasi ordine di fenomeni naturali.

In essa, dopo diverse considerazioni, si propone una spiegazione della periodicità giornaliera dei temporali, che si osserva nelle vallate del lago, poi si tratta delle condizioni igrometriche dello strato d' aria sovrastante alle acque e infine si riferiscono alcune misure della temperatura abissale lacustre, le quali all' incirca concordano colle odierne. Quest' ultimo fatto è pure di notevole interesse, poichè non era noto, almeno per quanto io so, che prima dei giorni nostri fossero stati fatti scandagli termometrici nelle acque del lago di Como e tanto meno che fossero stati fatti dal Volta.

Non è difficile poi fare qualche induzione per stabilire chi fosse il corrispondente ginevrino, a cui la lettera fu, o doveva essere, mandata. Un accenno alla dipendenza delle *seiches* dalle differenze di pressione atmosferica sulla superficie del lago ci

fa subito pensare a J. P. E. Vaucher [1], naturalista insigne e professore a Ginevra ai tempi di Volta, che pel primo sottopose al controllo della osservazione tale ipotesi circa la causa generale delle *Seiches*, già formulata da H. B. de Saussure, e ne dimostrò l' attendibilità. *(Sur les seiches du lac du Genève,* Bulletin de la Société Philomatique, III, 1805; *Mémoire sur les seiches du lac du Genève composé de 1803 à 1804,* Mémoires de la Société de Physique et d' Histoire naturelle de Genève, 8, VI, 1833). Anche altri argomenti poi corroborano tale supposizione. L' amico di Volta ha fatto, come si vedrà, un viaggio sui laghi lombardi, e Vaucher nella seconda delle due memorie citate scrive di aver visitato nel Luglio del 1804 i laghi Maggiore, di Lugano e di Como. Finalmente nella stessa memoria, sempre a proposito dei laghi lombardi, si legge, pag. 94: *j' ai ècrit sur les lieux afin d' avoir des informations plus exactes.* Non è quindi improbabile che tali informazioni siano appunto state chieste a Volta e che la risposta, diretta a Vaucher, sia quella che qui riportiamo. Essa dovrebbe essere allora del 1804 o di poco posteriore [2].

C. SOMIGLIANA.

« Vous me demandez si le lac de Côme présente le phénomène de flux et reflux que Mr. de Saussure à observé sur le lac de Genève et qu' il décrit dans ses voyages aux Alpes. Je vous dirai donc que rien de semblable ne s' observe ici. Au reste vous jugez très bien que si la cause du phénomène qui a lieu à Ge-

1) Vaucher (Jean-Pierre-Etienne) botaniste suisse, nè à Genève en 1763, mort dans la même ville en 1841. Il embrassa la carrière pastorale, puis ouvrit un pensionnat et devint professeur d' histoire ecclésiastique à l'Académie, dont il fût nommé recteur en 1818. Vaucher s' était ardemment épris à la botanique et il consacrait tous ses loisirs à l' étude de cette science. Il a laissé: *Histoire des conferves d' eau douce* (1803, 1 vol. in 4°; *Monographie des orobanches* (1826); *Histoire physiologique des plantes d' Europe* (Valence, 1804, 4 vol. in 8°); *Souvenirs d' un pasteur generois* (Genève, 1842).

(Larousse, Grand Dictionaire universel du XIX siécle).

2) Il chiaro Professore E. Sarasin mi scrive ora da Ginevra che egli sta facendo delle ricerche per stabilire se la lettera di Volta fu effettivamente mandata in quella città. Di ciò io gli rendo i più sentiti ringraziamenti.

nève est celle que vous croyez, à savoir les pressions inégales de l'athmosphère sur différentes parties de la surface du lac à l'approche de quelque orage ou dans d'autres changements de temps, les bords du lac à Côme, d'où il ne sort aucune rivière ne sont pas propres pour produir un tel flux qui soit sensible. Mais à l'extrémité de l'autre branche de ce même lac à Lecco, où il se retrait beaucoup, il en sort l'Adda; à cet endroit il ressemble donc assez au débouché de votre lac à Genève. Cependant on n'y observe pas le flux et reflux dont il est question; comme on ne l'observe non plus, au moins que je sache, à l'extrémité du lac Majeur près de Sesto, où sort le Tessin.

« Il y a bien un flux et reflux célèbre dans un endroit du lac de Côme appellé la *Pliniana* de la maison de Pline le jeune et de la fontaine qui la traverse, décrite par ce même auteur et par plusieurs autres tant anciens que modernes. C'est d'un tel flux et reflux que parlent les voyageurs (la fontaine de Pline). Les eaux de cette fontaine, ou plutôt torrent, qui sort d'un rocher caverneux, croissent et décroissent considérablement tous les jours à plusieurs reprises tantôt plus et tantôt moins et sans régularité dans leurs periodes. On a imaginé plusieurs causes de ce flux et reflux merveilleux et de ces irrégularités, qui d'ordinaire sont plus grandes dans les changements de temps, mais aucune ne satisfait pleinement. Sans doute la conformation intérieure de la grotte et un arrangement particulier des canaux qui conduisent cette eau contribuent beaucoup au phénomène; il se pourrait même que cette forme et arrangement en fût l'unique et véritable cause, s'il étoit tel qu'il rassemblait en quelque manière à cette combinaison de syphons par laquelle les Physiciens imitent réellement les fontaines intermittentes (ou forment differentes éspèces de diabètes). Mais il parait aussi que les vents y ont beaucoup d'influence; et d'ailleurs les périodes du flux et reflux, dont il s'agit, devroient être plus régulières, s'il étoit produit à la manière des diabètes ou des fontaines intermittentes artificielles.

« Les voyageurs et les écrivains parlent aussi d'un autre flux ou chute d'eau intermittent qui tombe dans le lac de Côme à vingt milles environt de la ville sur la côte orientale et qu'on nomme *Fiume latte*. C'est un gros torrent écumeux qui se précipite d'une montagne et qui ne coule que pendant un mois en-

virons vers la fin de l'été, quelque sécheresse qu'il fasse; les autres mois de l'année, malgré des pluies abondantes, son lit reste à sec.

« Ce torrent, comme il paroit aussi par la froideur de ces eaux, doit être produit par la fonte de quelqu'amas de neige qui se trouvant à l'abri des rayons du soleil pendant les premiers mois de l'été, en est frappée seulement vers la fin de cette saison et commence alors seulement à se fondre rapidement.

« Au reste il y a eu plus d'une fois des grands mouvements des eaux du lac produits par quelque cause extraordinaire et violente, des *aquaemoti*, comme nous les appellons, les comparant aux tremblements de terre, de quelles ceux-là ont dû dépendre quelques fois, ou être concomitents. Quelques fois aussi ils ont été occasionnés par des ravins ou éboulements des terrains ou des bancs de sable, par chute dans l'eau même de quelque pièce de montagne, etc.; d'autres fois en fin il a été impossible d'en deviner la cause. Tous ces cas assez rares et accidentels, ne pouvant conduire à aucune découverte de lois naturelles, ne méritent pas une grande attention de la part de l'observateur.

« Voilà les singularités plus remarquables que présente mon lac reserré entre des hautes montagnes, beaucoup plus étroitement que le vôtre. Des observations plus particulières qui concernent, non seulement sa topographie (et sa condition économique) mais aussi l'histoire naturelle, se trouvent dans un ouvrage publié il y a peu d'années par le savant *Abbé Charles Amoretti*, ci-devant Secrétaire de la Société patriotique de Milan et à présent bibliothécaire de l'Ambrosienne, membre de notre Institut national et de plusieurs Académies, sons le titre: *Viaggio ai tre laghi Maggiore, di Lugano e di Como* [1]) avec une bonne carte, ouvrage qui vous aurait beaucoup servi dans vôtre course sur ces lacs et qui pourrait vous servir encore après.

« Pour moi j'ai fait peu d'observation de ce genre. J'en ai fait seulement quelques unes qui regardent la Physique et particulièrement la Météorologie, comme sur la formation des orages qui naissent si fréquemment dans certaines vallées, sur leur periodicité ou retour au même endroit et à la même heure, etc.; et

1) La prima edizione di quest'opera è del 1794.

en cherchant à expliquer ces retours, j'ai conçu que la couche d'air dans les heures plus chaudes d'un jour suit le champ de bataille d'un orage; cette couche d'air qui a été occupée par les orages présents devait retenir une certaine disposition pour le devenir aussi demain et les jours suivants. Mais quelle peut être cette disposition, l'orage étant entièrement passé et l'air retourné parfaitement serain le soir, toute la nuit et le matin jusque à midi, comme il arrive souvent? Qu'a-t-elle donc retenu cette couche d'air pour devenir quelques heures après le berceau d'un nouveau orage? a retenu, à ce que je pense, plus ou moins de ce froid extemporain qui s'était emparé des nuages orageux la veille et y avait dominé tout le temps qu'a duré la tempête, froid qu'on doit juger extrêmement intense, puisqu'il est capable de produir la grêle et la produit en effet très-souvent, quoique elle n'arrive pas toujours à terre, se fondant dans sa chute. Or donc cette couche d'air si fortement refroidie conserve beaucoup de cette température jusqu'au jour suivant; voilà donc plus de disposition dans cette place que par tout ailleurs pour la condensation des vapeurs qui s'élèvent en grand quantité dans les heures chaudes de la journée et pour former des nuages qui augmentant de plus en plus deviendront épaisses et noirs et enfin orageux par le concours des autres causes à cela requises, de l'électricité, etc.

« J'ai développé plus amplement ces idées dans un discours que j'ai lu, il y a plusieurs années à une séance de l'Université de Pavie, à l'occasion de conferer le degrée académique à quelques étudiants, et dans un autre discours semblable j'ai taché d'expliquer plus avant d'où peut venir ce froid excessif extemporain qui saisit les nuages orageux dans les régions qui ne sont pas fort élevées au point d'y former la grêle; et comment les premiers rudiments de cette grêle, qui sont des flocons de neige et les graines qui se forment et grossissent par des incrustations et des couches successives de glace solide qui enveloppent ce noyau neigeux, peuvent se soutenir assez longtemps en l'air pour arriver à la grosseur d'une noix et même davantage, comme on en voit quelques fois. J'ai donc attribué ce froid extraordinaire à l'évaporation très grande d'une première couche de nuages par les rayons du soleil qui dardent dessus; à la transformation d'une partie de ce nuage ou amas de vapeurs vessiculai-

res en vapeurs élastiques et j' ai vu en ce cas la raison pourquoi la présence du soleil est nécessaire à la formation de la grêle et la saison et les heures où ces rayons ont plus d' activité y sont plus favorables. Les vapeurs élastiques dans lesquelles se transforme par l' action du soleil la partie supérieure du premier nuage, en même temps qu' elles lui enlèvent beaucoup de chaleur se l' appropriant et le rendant latent, emportent aussi beaucoup de fluide électrique au point de lui ôter l' électricité en plus qu' il avait d' origine et même de l' électriser en moins.

« J' ai examiné souvent avec l' hygromètre à cheveu l' humidité du soir et de la nuit sur le lac à différentes distances de terre et j' ai trouvé et constaté que en été et par un temps calme pendant toute la nuit et surtout les premières heures après le coucher du soleil, plus on s' éloigne du rivage et moins l' air est humide: ce que j' ai cru pouvoir expliquer par la chaleur toujours renouvellée que l' eau du lac conserve à sa surface dans ces heures plus que la terre, qui se refroidit promptement surtout où elle est couverte d' herbes et de plantes. Cette chaleur du lac à la surface se communique à l' air qui repose dessus et la raréfiant doit produir un leger vent vertical, ou une colonne d' air ascendent, pour remplacer laquelle y recourra l' air environnant d' en bas et formera ces petits vents de terre, qui règnent en effet dans ces heures. Ces vents frais et humides à mesure qu' ils entrent dans la colonne ascendente chaude, partecipant à cette chaleur, acquériront de la sécheresse, ou pour mieux dire, retrogradent dans l' échelle hygrométrique, attendu que la quantité de vapeur dont ils étaient chargés, fût-elle au maximum, reste de plusieurs degrés inférieure à la quantitè requise pour le maximum de la nouvelle température que prend cet air. On comprend que pour que cette marche vers la sécheresse soit la plus marquée, il faut que le vent de terre, dont je parle, soit très-leger; autrement la grande masse d' air frais et humide arrivée en peu de temps à la même plaçe sur le lac ne peut être échauffée que très-peu et reste par consèquent presque aussi près de l' humidité extrème qu' elle était auparavant. C' est en effet lorsque le vent de terre était insensible, ou presque, que j' ai observé la plus grande différence entre l' humidité de l' air, soit aux bords du lac, soit plus intérieurement dans les terres, et celui sur le lac à une distance considérable

du rivage. J'ai vu dans ces circonstances, en m'eloignant de terre en bateau, retrograder l'hygromètre de 92, 95 degrés à 85, 80 et plus encore, à mesure que j'avançais vers le milieu du lac. Survenait il alors des bouffées capables de faire impression sur le visage et de rider la surface de l'eau? chaque fois et tant que duroient ces bouffées l'hygromètre, que j'observait, marchoit de quelques degrés au plus humide.

« J'ai développé plus amplement ces idées dans un discours que j'ai lu il y a plusieurs années à une séance de l'Université de Pavie à l'occasion de conférer le degré académique à quelques candidats. Je les ai cru neuves; peut être elles ne l'étaient pas ou elles ne le sont plus aujourd'hui et d'autres physiciens ont publié des observations et des explications semblables: tant mieux; plus elle seront constatées et confirmées, plus la science y gagnera.

« Une autre observation que j'ai fait il y a bien d'années est celle de la température de l'eau du lac de Côme à des grandes profondeurs, température que j'ai trouvée même vers la fin de l'été à peine 4 $^1/_2$ degrés au dessus du point de la glace, très à peu près comme Mr. de Saussure avait trouvé celle de l'eau du lac de Genève. C'est une chose bien remarquable que cette basse température, (renouvelée continuellement par une circulation qui se fait des particules fluides qui descendent et cèdent leur place aux plus chaudes qui montent) au fond de nos lacs qui n'arrive pas a 5 degrés, tandis que celle de la mer mediterranée aux mêmes profondeurs, aussi bien que celle de presque tous les puits et des souterrains assez profonds et abrités est entre 9 et 10 d.; et je ne crois pas que les explications qu'on en donnent, puissent satisfaire pleinement.

« Maintenant, quittant le lac et mes anciennes observations qui le regardent, je viens à mes travaux plus récents d'un autre genre, dont vous souhaitez d'être informé. Ne vous attendez pas à des nouvelles découvertes d'importance. Ces travaux et toutes mes recherches se réduisent à peu de chose. Depuis que je vous ai quitté et que j'ai été de retour en patrie, je ne me suis presqu'occupé . . . . [1] ».

---

1) La lettera qui è interrotta. A proposito di questo viaggio di Volta ricordiamo che egli fu per non breve tempo a Ginevra nel 1802 di ritorno dal celebre viaggio a Parigi.

RECIPROCITÀ NEI FENOMENI MAGNETO-OTTICI.

Ricerche sperimentali del Dott. O. M. CORBINO.

1. Le ultime investigazioni nel campo della elettroottica hanno richiamato l'attenzione su antichi tentativi o su previsioni teoriche riguardanti le azioni reciproche tra la luce e il campo magnetico.

Una di queste previsioni enunciata dal Fitzgerald [1]) e dal Gray [2]), riguardante la possibilità di creare un campo magnetico con la propagazione di un raggio circolare in un mezzo assorbente, aspetta la sanzione sperimentale dai due illustri fisici inglesi, mentre il Prof. Righi [3]), sia richiamando risultati anteriormente ottenuti, sia comunicando l'esito di sue esperienze recenti, ha dimostrato che la previsione stessa non si verifica coi mezzi di cui noi disponiamo.

E così ritorna di attualità il risultato interessantissimo ottenuto dallo Sheldon [4]), la creazione cioè di un campo magnetico per mezzo di un fascio di luce a piano di polarizzazione girante; risultato contro il quale furono sollevate delle obbiezioni, ma che non fu, per quanto è a mia conoscenza, contestato da nuove esperienze che abbian dato esito negativo.

Con le questioni precedentemente ricordate si rilega strettamente un'altra che può essere enunciata così: Data l'azione esercitata da un mezzo trasparente trovantesi in un campo magnetico sulla luce polarizzata che lo attraversa, esiste una reazione della luce sul mezzo magnetizzato tale da modificare, anche lievemente, l'intensità del campo?

In questa Nota vengono comunicate delle esperienze eseguite allo scopo di risolvere tale questione; e delle altre de-

1) Nature, 5 Gennaio 1899, pag. 222.
2) Nature, 16 Febbraio 1899, pag. 367.
3) Rend. Lincei, 8, 5., fasc. 7, pag. 325, 1899.
4) The American Journal of Science, t. 90, p. 196, 1899.

stinate a ricercare, in condizioni vantaggiosissime, l'effetto Sheldon. I risultati sono completamente negativi.

§ 1.

2. Se la luce convenientemente polarizzata può creare un campo magnetico attraversando un mezzo assorbente, sembra naturale che possa modificare l'intensità di un campo preesistente qualora il mezzo sia già magnetizzato; e poichè la proposizione reciproca non è altrettanto legittima, mi è sembrato più conveniente cominciare con la ricerca del secondo fenomeno anzichè con quella del primo.

Allo scopo ho impiegato tre disposizioni sperimentali diverse.

a) In un rocchetto Rumkorff di grandi dimensioni fu tolta la bobina primaria col nucleo di ferro dolce e nella cavità cilindrica risultante fu invece introdotta una canna di vetro circondata da cinque strati di filo attraversabile, per alquanti minuti, da una corrente di 14 ampère. Il tubo, riempito con acqua, era chiuso con due lastrine di vetro fermate da ghiere metalliche; e poteva essere traversato in tutta la sua lunghezza da un fascio di luce solare.

Il secondario del rocchetto aveva un estremo in comunicazione col suolo, l'altro con una coppia di quadranti di un elettrometro avente l'altra coppia e l'ago in comunicazione con la custodia metallica e questa col suolo. L'ago era retto da un semplice filo di bozzolo e privato degli aghetti smorzatori pescanti nell'acido solforico; l'apparecchio era così sensibilissimo e pronto; la differenza di potenziale di 1 volta tra una coppia di quadranti e l'ago produceva una deviazione di dieci divisioni della scala. Potendosi facilmente constatare la deviazione di 1 decimo di divisione poteva essere apprezzata una forza elettromotrice di $^{1}|_{10}$ di volta.

Levando le comunicazioni con l'elettrometro si faceva passare una corrente di 14 ampère nel rocchetto primario; ristabilite le comunicazioni l'ago rimaneva perfettamente fermo.

Si mandava allora nel tubo il fascio di luce polarizzata rettilineamente o circolarmente e interrotto 300 volte al secondo per mezzo di un disco forato messo in rotazione da un motore elettrico. Se l'illuminazione avesse apportato delle modificazioni alla intensità del campo magnetico si sarebbe prodotta una forza elettromotrice periodicamente variabile al polo isolato del secondario del rocchetto. Invece l'ago non manifestò deviazione sensibile.

Per valutare la sensibilità del metodo sia M il coefficiente di induzione mutua dei due rocchetti interno ed esterno e i l'intensità della corrente nel primario. Sarà

$$\phi = M\,i$$

il flusso di induzione attraverso al secondario. La forza elettromotrice in esso indotta per una variazione periodica del campo sarà data in valore assoluto da

$$E = \frac{d\phi}{dt}$$

e quindi indicando con T il periodo di variazione del campo e con $\Delta\phi$ la variazione massima del flusso

$$E_{media} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{1}{2}T} E\,dt = \frac{2\,\Delta\,\phi}{T}$$

Supponendo, in prima approssimazione, che il campo varii sinusoidalmente si ha quindi

$$E_{efficace} = 1,1\ E_{media} = \frac{2,2\,\Delta\,\phi}{T}\,.$$

Chiamiamo S la superficie totale del secondario e H l'intensità *media* del campo; sarà

$$\phi = M\,i = S\,H$$

cioè indicando con Δ H la variazione del campo corrispondente alla variazione $\Delta\phi$ del flusso,

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{T}{2,2\,M\,i}\,E_{eff.}$$

Fu trovato d'altra parte

$$M = \text{henry } 0,11$$

cosicchè essendo $^1/_{10}$ di volta la minima forza elettromotrice costante o efficace che poteva essere rivelata dall'elettrometro,

$$T' = \frac{1}{300}, \quad e \quad i = 14 \text{ ampère}$$

si avrà approssimativamente

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{10000}.$$

Quindi la luce non fa variare il campo di $^1/_{10000}$ del suo valore primitivo.

b) In una seconda disposizione sperimentale mi son servito di una grande elettrocalamita tra i poli forati della quale fu disposto un parallepipedo di *flint* pesante circondato da un rocchettino. Questo con una resistenza addizionale di 10 milioni di ohm fu messo in comunicazione con un galvanometro reso balistico. Invertendo il campo nella elettrocalamita il galvanometro accusava una deviazione di 4 divisioni.

Lasciando chiuso il campo si escludeva dal circuito del galvanometro la grande resistenza in modo che la resistenza residua di tutto il circuito fosse di 40 ohm. Per produrre allora uno spostamento dell'ago di 4 divisioni sarebbe bastata una variazione del campo eguale a $\frac{1}{125000}$ del valore di prima. In conseguenza, per i piccoli tremiti del rocchetto, l'ago non manteneva una posizione stabile, e solo in alcuni momenti eccezionali di tranquillità si ottenne che le sue oscillazioni si limitassero in un campo di cinque divisioni. Si approfittò di tali istanti per mandare un fascio solare, polarizzato rettilineamente o circolarmente, nel parallelepipedo; non si potè constatare nessuna variazione nelle escursioni dell'ago; mentre una variazione del campo di $^1/_{100000}$ del suo valore avrebbe prodotto cinque divisioni di spostamento e quindi una perturbazione certo visibile nei movimenti dell'ago.

c) Interrompendo periodicamente il fascio luminoso nell'esperienza precedente si sarebbero prodotte, ammessa l'esistenza del fenomeno in questione, correnti alternate nel rocchettino, per la constatazione delle quali mi sarebbe occorso un elettrodinamometro ad alta sensibilità. Non avendo a mia disposizione un tale apparecchio ricorsi al seguente artifizio che può essere utile per svelare correnti alternate debolissime.

Rilegai gli estremi del rocchettino con la bobina interna di un grande rocchetto di Rumkorff, e gli estremi del secondario uno col suolo, l'altro con una coppia di quadranti dell'elettrometro reso come sopra idiostatico.

Il dispositivo è, per debolissime correnti alternate, più sensibile di un telefono. Così, ad esempio, una corda metallica tesa sul sonometro e rilegata al primario, vibrando trasversalmente nel debole campo *residuo* della elettrocalamita dava una deviazione di circa quindici divisioni, mentre nessun suono si produceva rilegandola al telefono.

Nel caso presente sia φ il flusso di induzione attraverso al rocchettino, e si supponga che esso subisca, per la presunta influenza della illuminazione, delle variazioni sinusoidali intorno a un valore medio Φ e con una variazione massima $\Delta\varphi$ cosicchè si possa scrivere

$$\varphi = \Phi + \Delta\,\varphi \operatorname{sen} \omega\, t$$

ove è $\omega = 2\,\pi\, n$ ed n il numero delle alternazioni. Chiamando e la forza elettromotrice indotta all'istante t avremo

$$e = -\,\omega\,\Delta\,\varphi \cos \omega\, t$$

e indicando con ρ la resistenza apparente di tutto il circuito e con α lo spostamento di fase tra l'intensità i e la forza elettromotrice e, sarà

$$i = -\frac{\omega}{\rho}\,\Delta\,\varphi \cos(\omega\, t - \alpha)\,.$$

Sia M il coefficiente di induzione mutua del primario sul secondario del Rumkorff, ed E la forza elettromotrice istantanea agli estremi di quest'ultimo; avremo

$$\mathrm{E} = -\,\mathrm{M}\,\frac{di}{dt} = \frac{\mathrm{M}\omega^2}{\rho}\,\Delta\,\varphi \operatorname{sen}(\omega\, t - \alpha)$$

e il valore efficace di E sarà

$$E_{eff.} = \frac{M \omega^2 \Delta \varphi}{\sqrt{2} \rho}$$

da cui

$$\Delta \varphi = \frac{\sqrt{2} \rho E_{eff.}}{M \omega^2}.$$

Chiamando S la superficie totale del rocchettino e Δ H la variazione del campo corrispondente alla variazione $\Delta \varphi$ del flusso abbiamo

$$\Delta \varphi = S \Delta H$$

e quindi

$$\Delta H = \frac{1}{\rho} \frac{\sqrt{2} \rho E_{eff.}}{M \omega^2}.$$

Il coefficiente di induzione mutua era eguale a 4 henry [1]) e la resistenza apparente ρ, quasi interamente costituita dalla impedenza del circuito, eguale a 150 ohm, e infine la superficie S eguale a circa 1500 cm^2.

La forza elettromotrice va espressa, com'è naturale, in unità assolute C. G. S.; per ρ ed M si può invece adoperare indifferentemente il sistema assoluto o il sistema industriale perchè trovansi l'uno al numeratore l'altro al denominatore e l'unità di tempo è la stessa nei due sistemi.

Essendo la minima forza elettromotrice constatabile $^1/_{10}$ di volt, cioè 10^7 (C. G. S.) si trova come valore della variazione assoluta corrispondente del campo

$$\Delta H = 0,087.$$

Ed essendo all'incirca

$$H = 4000$$

1) La determinazione fu fatta per un valore della corrente nel primario tale che il ferro acquistasse la massima permeabilità. Nelle esperienze descritte, con l'impiego di una corrente ausiliaria si mantenne quella tale intensità del campo. Essa, com'è naturale, non impediva la manifestazione delle ricercate correnti indotte, anzi accresceva la sensibilità del metodo.

sarà

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{50000}.$$

Il limite di sensibilità è inferiore a quello del metodo precedente; però, data la immobilità assoluta dello zero prima e dopo l'azione della luce il risultato merita forse maggior fiducia.

§ 2.

3. Lo Sheldon, partendo dal concetto che col fenomeno della rotazione magnetica del piano di polarizzazione possa esistere il fenomeno reciproco, tentò di dimostrare sperimentalmente la produzione di un campo magnetico attorno a un raggio di luce a piano di polarizzazione girante. Si servì a tal uopo di un fascio di luce che, riflesso da uno specchietto sotto l'angolo di polarizzazione, attraversava un solenoide.

Allo specchietto faceva eseguire 300 oscillazioni a secondo attorno a un asse opportunamente orientato. Con gli estremi del solenoide aveva rilegato un telefono nel quale ebbe a percepire un suono che egli attribuì a correnti indotte nel solenoide dalle alternazioni del campo magnetico generato dalla luce a piano di polarizzazione oscillante.

A queste esperienze obbiettò giustamente il Gray [1]) che si poteva attribuire il suono avvertito ad effetti fotofonici in conseguenza degli inevitabili spostamenti del raggio riflesso durante le oscillazioni dello specchietto.

Nessuno, ch'io sappia, si è occupato in seguito dell'importante argomento, eccettuato il Prof. Grimaldi [2]) che, incidentalmente, si associò alle obbiezioni del Gray.

4. Intanto è evidente che, se il fenomeno annunziato dallo Sheldon esiste, esso dovrà tanto più facilmente constatarsi quanto maggiore è il numero di giri eseguiti in un secondo dal piano di polarizzazione della luce impiegata, perchè maggiore è l'angolo delle due posizioni del piano di polarizza-

1) Philosoph. Mag., Dicembre 1890, pag. 494.

2) Prolusione al Corso di fisica nella Università di Catania, 1892, pag. 5.

zione all' entrata e all' uscita del solenoide. Ne consegue che con un numero di giri assai superiore a 300 la forza elettromotrice indotta in un rocchetto a moltissimi avvolgimenti dovrebbe facilmente potersi constatare o con lo stesso telefono interrompendo periodicamente il raggio luminoso, o con diversi altri mezzi.

Si intende subito però che non è possibile avere più di 300 giri al secondo ricorrendo a polarizzatori giranti [1]). Essendo però riuscito a realizzare una disposizione puramente ottica che permette di aver luce il cui piano di polarizzazione compie parecchi milioni di giri al secondo, me ne son servito per ripetere l' esperienza in questione.

5. È noto che per interferenza di due raggi circolari inversi si ottiene su uno schermo luce polarizzata rettilineamente in direzioni diverse nei diversi punti dello schermo stesso, e precisamente il piano di polarizzazione compie in modo continuo un giro intero per una distanza eguale a quella di due frange nel caso di luce ordinaria: cosicchè le frange si vedono comparire adoperando un analizzatore e si spostano al girare del nicol.

D' altra parte si conoscono diversi dispositivi capaci di produrre su uno schermo con due sorgenti coniugate di luce ordinaria il fenomeno delle frange mobili o dei battimenti luminosi; per esempio si può spostare una delle sorgenti coniugate [2]); cosicchè spostando una di queste in modo tale da produrre movimento di frange e sostituendo a quelle due sorgenti luminose due sorgenti di luce circolare inversa, in ciascun punto dello schermo si avrà luce il cui piano di polarizzazione gira in modo continuo.

La spiegazione del fenomeno risulta più agevole col principio dei battimenti. Ricordiamo anzitutto che l' Airy dimostrò come un fascio di luce il cui piano di polarizzazione giri in modo continuo si può ritenere equivalente alla sovrapposizione

1) Sembra a prima vista che si possa raggiunger lo scopo ricorrendo opportunamente al fenomeno Zeemann; da un attento esame della questione mi è sembrato però che la cosa non è possibile per diverse ragioni che non è qui il caso di esporre.

2) Rendic. Lincei, VIII, 5, 19 Febbraio 1899, p. 171.

di due raggi circolari inversi di diverso numero di vibrazioni; e precisamente il numero di giri per minuto secondo fatti dal piano di polarizzazione è uguale alla differenza tra i numeri di vibrazioni per secondo dei due raggi circolari inversi.

Viceversa due raggi circolari inversi *interferibili* e di diverso numero di vibrazioni (N ed $N + n$) equivalgono a un raggio di luce il cui piano di polarizzazione gira in modo continuo compiendo n rotazioni al secondo. E allora siano A e B due immagini coniugate che emettono luce circolare inversa dello stesso numero N di vibrazioni. Comunichiamo a una di esse, per es. a B, un certo movimento per cui si porti in B. Nel punto M dello schermo si avrà luce il cui piano di polarizzazione, per il principio di Döppler combinato con quello di Airy, compirà un numero di giri eguale a

. B″

A . . B

. B′

$$\frac{B\,B'}{\lambda}.$$

M

E siccome è facile far muovere lo specchio che produce l' immagine B per un piccolo tratto in ragione di qualche metro a secondo, si può far arrivare in M e negli altri punti dello schermo luce il cui piano di polarizzazione faccia alcuni milioni di giri a secondo.

E se si fanno eseguire con quella velocità alla immagine B delle oscillazioni tra B′ e B″, il piano di polarizzazione eseguirà corrispondentemente alcuni milioni di giri in un senso e un numero eguale in senso opposto.

6. Qualunque disposizione sperimentale per cui con luce naturale si abbiano frange mobili può dare adunque luce a piano di polarizzazione girante se i due fasci interferenti sono di luce circolare inversa.

Una disposizione, quantunque non semplice potrebbe essere la seguente.

Come nel refrattometro del Michelson, un fascio di raggi paralleli, proveniente da S, dia luogo in G a due fasci di cui

uno, attraversata G′, riflesso dallo specchio N e attraversate G′ e G venga in A; mentre l'altro, rifratto una prima volta

in G, riflesso in M e riflesso nuovamente in G si sovrapponga ai primo in O′ A′. Polarizzando la luce che viene da S in un piano orizzontale e interponendo due condensatori a tinte piatte si può avere che ciascuno dei due fasci interferenti in direzione O A siano costituiti di luce circolare, l'uno inverso dell' altro e della stessa intensità.

Spariranno allora le frange del Michelson per ricomparire all' occhio armato di un analizzatore. Facendo eseguire a uno degli specchi M o N delle oscillazioni abbastanza rapide con un meccanismo qualsiasi, il fascio emergente sarà costituito da luce a piano di polarizzazione rapidamente girante.

Effettivamente si deve notare che, come con luce naturale non si ha a un dato istante la stessa intensità luminosa in tutti i punti dello schermo, ma si hanno frange oscure e luminose, così con luce circolare inversa la direzione del piano di polarizzazione non sarà, a un istante qualunque, la stessa in tutti i punti dell' onda; ma per la ricerca dell' effetto Sheldon questo non ha nessuna influenza, poichè per ciascun punto dell' onda il piano di polarizzazione compie lo stesso numero di giri nello stesso tempo.

7. Non sperando nemmeno di riuscire a superare le difficoltà inerenti al dispositivo descritto, mi son servito, nelle esperienze, di un altro che ne differisce anche nel principio.

La luce proveniente da una lente cilindrica sottile veniva polarizzata orizzontalmente e ricevuta sul biprisma di Fresnel, cui erano addossate le due metà di una lamina di Bravais quarto d'onda, in modo da aversi due immagini coniugate virtuali della sorgente, polarizzate circolarmente in senso inverso.

Da uno specchietto che compiva cinquanta giri a secondo questo fascio emergente era riflesso, con incidenza quasi normale, su uno schermo posto vicino al biprisma. La luce che colpiva questo schermo era a piano di polarizzazione girante.

È facile calcolare il numero di giri applicando il principio di Döppler e quello di Airy.

Siano A e B le due immagini date dal biprisma e da cui emanano raggi circolari inversi.

Lo specchietto mobile, nella posizione S, ne darà due immagini A′, B′; nella posizione vicinissima S_1 occupata dopo un tempo τ si avranno due nuove immagini A″ e B″; la differenza tra i numeri di vibrazioni pervenute nel tempo τ in vicinanza di A e B, dov'è lo schermo, sarà

$$N = \frac{2\,A\,C}{\lambda} = \frac{2\,l \operatorname{sen} \theta}{\lambda}$$

ove l indica la distanza A B e θ l'angolo delle due posizioni dello specchio. Indicando con n il numero di giri fatti da questo in un secondo, si ha, avuto riguardo alla piccolezza di θ

$$N = \frac{4\,n\,\pi}{\lambda}\,l\,\tau$$

e quindi la differenza tra i numeri di vibrazioni apparenti delle due immagini, per ogni secondo, cioè il numero di giri a secondo del piano di polarizzazione, sarà

$$\frac{N}{\tau} = \frac{4 n \pi}{\lambda} l .$$

Nel caso delle esperienze, essendo $n = 50$ e $d = 1,5$ mm., questo numero era quindi circa 2 milioni per secondo [1]).

Allo schermo fu sostituito un rocchetto a moltissimi avvolgimenti. Si regolavano le cose in modo che per una posizione opportuna dello specchietto mobile il fascio riflesso traversasse completamente la cavità interna del rocchetto, nella quale si era collocato un tubo di vetro pieno di solfuro di carbonio; e allora la luce emergente, esaminata con un nicol e l' oculare di Fresnel, dava un sistema di frange ben nette che si spostavano quando si girava il nicol, come si osserva con l' interferenza dei raggi circolari inversi. Senza il nicol la luce emergente non manifestava traccia di frange, tranne delle lievi iridescenze dovute al fatto che la mica produceva il ritardo di $^1/_4$ d' onda solo per la luce gialla.

Lo specchietto era messo in rotazione da un motore a orologeria animato da un peso. Gli estremi del rocchetto erano in comunicazione o con l' elettrometro di Mascart reso idiostatico, o con un telefono ove si sarebbe dovuto sentire un suono corrispondente a 50 vibrazioni doppie, perchè cinquanta volte al secondo dal fascio luminoso girante si sarebbe prodotto entro al rocchetto il campo magnetico.

Le esperienze furono ripetute diverse volte, cambiando il rocchetto, o le distanze. Non si intese mai traccia di suono al telefono nè si osservò alcuna deviazione all' elettrometro, mentre l' effetto avrebbe dovuto essere circa *6000 volte* maggiore di quello trovato dallo Sheldon. Il suono osservato da questo fisico deve attribuirsi dunque, molto probabilmente, a cause disturbatrici.

Palermo, Istituto Fisico della R. Università
Novembre 1899.

1) Evidentemente invece che al biprisma seguito dalla bilamina a quarti d' onda si sarebbe potuto ricorrere al parallelepipedo di quarzo di Fresnel che anch' esso di una sorgente di luce polarizzata dà due immagini da cui emanano raggi circolari inversi, o ricevere sullo specchietto girante la luce che esce dal parallelepipedo.

ENERGIA SPESA DALLE SCARICHE OSCILLATORIE NEI TUBI A VUOTO.

Nota del Dott. GIOVANNI TELESCA [1]).

1. Il comportamento dei tubi rarefatti alle scariche continue od oscillatorie apparisce notevolmente diverso; tantochè è ben noto, ad esempio, che in generale con la scarica continua di una pila essi producono uno spettro diverso da quello che danno con la scarica oscillatoria di un condensatore.

In una notevole memoria Trowbridge e Richard [2]) hanno studiato la resistenza elettrica dei tubi a vuoto nel caso di scariche continue ed oscillatorie, ed hanno mostrato come la resistenza nel primo caso sia enormemente più grande che nel secondo.

Per uno studio più completo dell' argomento appare sommamente importante la determinazione dell' energia assorbita dal tubo nell' uno e nell' altro caso.

Per le scariche continue esistono lavori di G. Wiedemann [3]), E. Wiedemann [4]), Naccari e Bellati [5]) e Paalzow [6]), dai quali risulta che nelle porzioni del tubo discoste dagli elettrodi la quantità di calore sviluppata è proporzionale alla quantità di elettricità, che passa pel tubo stesso.

In un lavoro più recente poi Wiedemann e Schmidt [7]) trovano che l' energia elettrica, calcolata dalla caduta di potenziale e dall' intensità della corrente, viene riottenuta sotto forma di calore, dentro i limiti d' errori d' osservazione, nella colonna luminosa positiva. Ma non si hanno lavori un po'

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Phil. Mag., Vol. 43, (5), p. 349, 1897.
3) Pogg. Ann., Vol. 158, p. 35, e p. 252, 1876.
4) Wied. Ann., Vol. 10, p. 222, 1880; Vol. 20, p. 756, e p. 790, 1883.
5) Atti Istit. Veneto, (4), 5, p. 32, 1878.
6) Wied. Ann., Vol. 56, p. 276, e p. 700, 1895.
7) Wied. Ann., Vol. 66, p. 321, 1898.

estesi e completi per quanto riguarda il calore sviluppato nei tubi dalle scariche oscillatorie.

Esistono veramente delle ricerche di Straub [1]) ed altre di Ångström [2]); ma poichè il lavoro calorimetrico di Straub per scariche di condensatori nei tubi di Geissler e quelle bolometriche di Ångström in tubi attraversati, ora da correnti d'una piccola batteria d'accumulatori, ora da scariche di un rocchetto Ruhmkorff, non danno che una prima idea della differenza d'energia assorbita dai tubi durante le scariche continue od oscillatorie, queste esperienze si mostrano insufficienti per la soluzione del problema che c'interessa.

Perciò ho intrapreso le seguenti ricerche, per determinare il calore sviluppato in tubi portati a rarefazioni via via crescenti, da scariche oscillatorie, quando si faccia variare il potenziale, la quantità di elettricità, il periodo e lo smorzamento.

Presentandosi però troppo complesso un siffatto problema, se lo si affronta direttamente, così in questa prima parte dello studio ho determinato quale sia la quantità di calore sviluppato dalla scarica nei tubi a vuoto, in confronto a quello sviluppato nelle scintille alla pressione ordinaria, e in confronto all'energia spesa nel resto del circuito.

Mentre erano in corso queste mie esperienze, è venuta alla luce una Memoria di Ebert [3]), nella quale egli riferisce i resultati di ricerche fatte sul calore sviluppato nei tubi rarefatti da correnti rapidamente alternate fino a potenziali di 3000 volta.

Il lavoro di Ebert ed il mio, che hanno alcuni punti di contatto, si completano reciprocamente.

2. La disposizione da me usata nelle presenti ricerche, consisteva essenzialmente in un condensatore variabile, caricato in alcune esperienze da un rocchetto di Ruhmkorff, e in altre da una macchina Holtz, il quale si scaricava nel tubo a vuoto disposto convenientemente in un calorimetro. Uno spintero-

1) Inaug. Diss. Zürich, 1890.
2) Vetensk Akad. Forhandl., 6, p. 373, 1891; Wied. Ann., 48, p. 493, 1893.
3) Wied. Ann., 67, p. 609, 1899.

metro, inserito nel circuito di scarica, permetteva di
distanza esplosiva, e una spirale variabile serviva a
l' autoinduzione.

Il condensatore era formato da diverse bottiglie
di cui avevo determinato la capacità, e che potevo f
associare in vario modo per ottenere capacità differe

Il tubo di scarica era della forma disegnata nel
dove è rappresentato in A. I due elettrodi, costituiti

Fig. 1.

dischi di alluminio, erano all' esterno posti in comun
con due fili di rame racchiusi entro canne di vetro
servivano per stabilire le comunicazioni. Un terzo car
comunicante con una pompa Sprengel, permetteva d
vuoto nel tubo. Questo era contenuto in una larga c
vetro B, chiusa inferiormente da un tappo di sugher
verso cui passavano a tenuta di liquido i cannelli
Superiormente la canna finiva con un collo smerigliat
si adattava l' estremità di un cannello di vetro G,
orizzontalmente e graduato.

Fra il tubo e la canna era posto del toluolo,
giungeva a riempire anche parte del cannello g

avendo avuto ogni cura che nell' interno non rimanessero bollicine d' aria. Uno straterello di mercurio, posto internamente sul tappo di sughero, oltre ad assicurare la perfetta tenuta, impediva che il toluolo venisse in contatto col sughero.

Infine una bacchetta *b* di vetro poteva introdursi più o meno nell' interno attraverso il tappo di sughero, permettendo così di spostare a piacere l' indice di toluolo nel cannello graduato.

Tutto l' insieme era posto in una cassetta di legno L, riempita di ovatta. Due piccole finestre di vetro permettevano di osservare in parte il tubo di scarica all' interno.

I tubi adoprati erano del diametro di mm. 16 e della lunghezza di cm. 7,6.

3. Nel circuito, come dissi, trovavasi inoltre uno spinterometro, che collocai dentro un calorimetro ad aria, del Villari, per potere tener conto del calore sviluppato nelle scintille.

Per variare poi l' autoinduzione del circuito, adoprai 5 spirali di filo di rame, eguali fra loro in ogni parte, tranne che nella distanza delle spire. Usate quindi successivamente facevano lo stesso servizio di una sola spirale, che si fosse potuta allungare o accorciare.

Fig. 2.

Volendo tener conto della quantità di energia da esse assorbita, feci uso di calorimetri a petrolio (fig. 2) consistenti ciascuno in una canna di vetro C C, lunga poco più della relativa spirale, i cui capi eran saldati alle estremità della canna medesima. A questa era pure saldato lateralmente un tubo di vetro piuttosto largo e piegato ad U, in modo che all' estremità libera di esso potevasi acconciamente innestare un cannello capillare graduato e munito di rubinetto. Si riempiva accurata-

mente la canna di petrolio distillato, e poi il tubo ad U di mercurio fino ad una certa altezza. Poca quantità di acqua distillata, contenente in soluzione dell'anilina, finiva di riempire il tubo ad U e penetrava nel cannello graduato facendo così da indice. La medesima canna C C a sua volta era racchiusa in un'altra canna più larga pure di vetro, per diminuire, l'irradiamento.

I coefficienti di autoinduzione delle spirali erano rispettivamente 1715, 1930, 2470, 4109 e 4780 cm.

La figura 3 rappresenta l'insieme dell'apparato. M è la macchina di Holtz, sostituita in alcune serie di esperienze

Fig. 3.

dal rocchetto d'induzione. I due poli della macchina sono collegati con le due armature del condensatore C; e nel circuito di scarica di questo sono posti il tubo T, lo spinterometro S, e la spirale N (tutti entro i rispettivi calorimetri).

Regolata la distanza fra le palline dello spinterometro, e fatta la lettura della provetta di Mac Leod annessa alla pompa, mettevo in azione la macchina elettrica, e quindi seguivo le indicazioni dei calorimetri, alle quali apportavo le correzioni

dovute all' irraggiamento, dedotto dall' andamento dei calorimetri stessi prima e dopo ogni esperienza.

Durante l' esperienza cercavo che la pressione nel tubo si mantenesse la più costante che m' era possibile, facendo agire di continuo convenientemente la pompa. In ogni caso assumevo, come valore della pressione stessa, la media delle letture fatte in principio e in fine dell' esperienza.

Resultati delle esperienze.

4. Come ho già accennato, era mio scopo di studiare quale fosse l' influenza che avevano sui rapporti tra le quantità di calore svolte nei tre calorimetri, non soltanto la distanza esplosiva e la rarefazione a cui era portato il tubo, ma anche il periodo d' oscillazione e lo smorzamento. I valori del periodo d' oscillazione li ho dedotti dal calcolo, mediante la formula del Thomson.

Così ho fatto per lo smorzamento. Siccome però non avevo modo nè di misurare, nè di calcolare quale fosse il valore vero della resistenza presentata dal tubo e dalla scintilla, nelle esperienze dirette a trovare l' influenza dello smorzamento, ho mantenuto sempre costante la rarefazione del tubo, la distanza esplosiva e il periodo di oscillazione; e quindi ho creduto che le variazioni della resistenza offerta dal tubo e dalla scintilla nell' aria non fossero grandissime, o almeno tali da farne cangiare l' ordine di grandezza. Perciò quei valori, che ho messi in ciascuna tabella per lo smorzamento, si intenderà che debbano andare moltiplicati per un numero, che in ogni serie di esperienze si mantiene press' a poco costante.

Nelle tabelle seguenti D indica la distanza esplosiva in mm. allo spinterometro, C_p, C_t, C_a, rispettivamente i valori degli spostamenti in mm. nei calorimetri a petrolio, a toluolo e ad aria; C la capacità in microfaraday; L il coefficiente di autoinduzione in cm.; T il periodo d' oscillazione in secondi; δ lo smorzamento; S il numero delle scintille e P la pressione in mm.

I resultati ottenuti dalle esperienze colla macchina Holtz e col rocchetto erano fra loro concordanti. Riassumo qui i più importanti, notando che essi spesso costituiscono la media di moltissime osservazioni.

a) Nelle prime serie s' è mantenuto fissa la capacità, l' autoinduzione e la distanza esplosiva e s' è fatto variare la pressione.

La seguente tabella contiene la media dei risultati.

TABELLA I.

D	C	C_p	C_t	C_a	$\frac{C_t}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_t}$	P	L
3	0,016	10 ½	13 ½	55 ½	1,28	5,28	4,11	4,67	19,30
"	"	11	14	58	1,27	5,27	4,14	4,42	"
"	"	10 ½	13	54	1,23	5,23	4,23	4,19	"
"	"	11	13	57	1,17	5,18	4,38	3,90	"
"	"	12	13	60	1,08	5,00	4,61	3,70	"
"	"	13	14	65	1,07	5,00	4,64	3,38	"
"	"	12 ½	13	61	1,04	4,88	4,69	3,19	"
"	"	12 ½	12 ½	59	1,00	4,71	4.71	3,10	"
"	"	14	11	61	0,78	4,35	5,54	2,80	"
"	"	14	9 ½	60	0,70	4,28	6,31	2,32	"
"	"	16	10 ½	68	0,65	4,25	6,47	1,50	"
"	"	16 ½	10	68	0,60	4,12	6.80	1,31	"
"	"	17	9	70	0,53	4,11	7,77	1.00	"
"	"	18	9	74	0,50	4,10	8,22	0,90	"
"	"	18	7	74	0,38	4,10	10,57	0,65	"
"	"	19 ½	7	79	0,36	4,05	11,28	0,50	"
"	"	24	7	82	0,25	3,41	11,71	0,40	"
"	"	23 ½	5 ½	80	0,23	3,40	14,54	0,28	"
"	"	24	5	81	0,20	3,37	16,20	0,21	"

Dall' osservazione della tabella si deduce che il rapporto della quantità di calore svolta dalla scintilla nell' aria a quella svolta nel tubo cresce col crescere della rarefazione, mentre invece i rapporti tra le quantità di calore svolte nel tubo e nella scintilla nell' aria a quella svolta nella spirale decrescono entrambi.

b) Ho raccolto in queste seconde tabelle i risultati che mostrano l' influenza esercitata dalla distanza esplosiva. Ho fatto ciò, come si vede, per varie autoinduzioni ed a pressioni diverse.

TABELLA II.

D	C_p	C_t	C_a	$\frac{C_t}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_t}$	C	L	P	S	T	δ
1	12,5	40	30	3,20	2,40	0,75	0,008	1930	2,9	280	0,0000007	0,0011
1½	11	30	50	2,72	4,50	1,66	"	"	"	"	"	"
2	14	26	64,5	1,85	4,60	2,48	"	"	"	"	"	"
2½	13,5	20	67	1,48	4,96	3,35	"	"	"	"	"	"
3	13,5	15,5	71	1,14	5,25	4,58	"	"	"	"	"	"
1	15	41	44	2,73	2,93	1,07	"	2470	"	"	0,0000008	0,0010
1½	17	24	64	1,41	3,76	2,62	"	"	"	"	"	"
2	16,5	23	65	1,39	4,00	2,82	"	"	"	"	"	"
2½	16	19	86	1,31	5,37	4,52	"	"	"	"	"	"
3	17	21	96,5	1,23	5,67	4,59	"	"	"	"	"	"
1	19	23	47	1,21	3,05	2,04	0,016	"	1,5	"	0,0000011	0,0008
1½	28	34	100	1,21	3,57	2,64	"	"	"	"	"	"
2	33	23,5	120	0,71	3,63	5,10	"	"	"	"	"	"
2½	35	22,5	129,5	0,64	3,70	5,21	"	"	"	"	"	"
3	36	22	142	0,61	3,94	6,00	"	"	"	"	"	"
1	16,5	28	60	1,69	3,63	2,14	0,008	"	0,4	"	0,0000008	0,0010
1½	23,5	29	144	1,23	5,23	4,95	"	"	"	"	"	"
2	22	24	142,5	1,09	6,47	5,27	"	"	"	"	"	"
2½	21,5	18	151	0,83	7,02	8,38	"	"	"	"	"	"
3	22,5	15	150	0,66	7,11	10,66	"	"	"	"	"	"

Il rapporto della quantità di calore svolta dalla scintilla nell'aria a quella nel tubo cresce con la distanza esplosiva; così pure cresce il rapporto fra le quantità di calore sviluppate rispettivanente nella scintilla e nella spirale, mentre decresce il rapporto tra la quantità di calore svolta nel tubo e quella nella spirale; e ciò per tutte le rarefazioni e per tutte le autoinduzioni usate nelle mie esperienze.

c) In ciascuna delle tabelline seguenti sono contenuti i risultati delle esperienze in cui variava l'autoinduzione e rimanevano costanti le altre condizioni.

TABELLA III.

D	C_p	C_t	C_a	$\frac{C_t}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_t}$	C	L	P	S	T	δ
3	10	6	62	0,60	6,20	10,33	0,024	1715	0,8	90	0,0000012	0,0013
"	9	4,5	66	0,50	7,32	14,66	"	1930	"	"	0,0000013	0,0011
"	$9\frac{1}{2}$	4	87	0,42	9.15	21,75	"	2470	"	"	0,0000015	0,0010
"	$9\frac{1}{2}$	4	89	0,42	9,36	22,22	"	4780	"	"	0,0000020	0,0007
"	9,5	9	88	0,94	9,26	9,77	0,016	1715	"	"	0,00000100	0,0011
"	7,5	6	76	0,80	10,13	12,66	"	1930	"	"	0,00000105	0,0010
"	8	6	85	0,76	10,62	14,16	"	2470	"	"	0,0000011	0,0008
"	8	6	92	0,75	11,50	15,33	"	4780	"	"	0,0000016	0,0006
"	8	12,5	98	1,56	12,00	7,84	0,008	1715	"	"	0,0000006	0,00075
"	7,5	11	94	1,46	12,53	8,54	"	1930	"	"	0,0000007	0,0007
"	8	11	114	1,37	14,25	10,36	"	2470	"	"	0,0000008	0,0006
"	8,5	10	123	1,17	14,47	12,30	"	4780	"	"	0,0000011	0,0004

Adunque facendo variare il periodo d'oscillazione col mutare della sola autoinduzione del circuito, il rapporto della quantità di calore svolta dalla scintilla nell'aria a quella nel tubo rarefatto cresce col crescere del periodo d'oscillazione; così pure cresce $\frac{C_a}{C_p}$, mentre diminuisce $\frac{C_t}{C_p}$.

d) Nelle esperienze riportate qui sotto s'è fatta variare la sola capacità del condensatore: ciò venne fatto per due valori diversi dell'autoinduzione del circuito.

TABELLA IV.

D	C_p	C_t	C_a	$\frac{C_t}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_t}$	C	L	T	δ	P	S
3	8	10	120	1,25	15,00	12,00	0,008	1715	0,0000006	0,0007	0,5	90
"	8,5	6	92	0,70	10,82	15,33	0,016	"	0,0000010	0,0011	"	"
"	10,5	5	89	0,47	8,47	17,80	0,024	"	0,0000012	0,0013	"	"
"	11,8	4,7	84	0,39	7,11	17,87	0,032	"	0,0000013	0,0015	"	"
"	13,6	4,5	82	0,33	6,02	18,22	0,040	"	0,0000015	0,0016	"	"
3	10	8	91	0,80	9,10	11,37	0,008	4780	0,0000011	0,0004	0,5	90
"	11,5	6,5	89	0,56	7,73	13,79	0,016	"	0,0000016	0,0006	"	"
"	13,3	6	85	0,45	6,39	14,16	0,024	"	0,0000020	0,0007	"	"
"	14,0	4,5	81	0,32	5,78	18,00	0,032	"	0,0000023	0,0008	"	"
"	16,2	4	77	0,24	4,69	19,25	0,040	"	0,0000027	0,0010	"	"

La tabella dimostra che anche quando si fa variare il periodo d'oscillazione mantenendo fissa l'autoinduzione e variando invece la capacità, i rapporti fra le quantità di calore svolte nei vari apparecchi cambiano nello stesso modo di quando si muta l'autoinduzione mantenendo fissa la capacità, fatta eccezione del rapporto tra la quantità di calore svolta dalla scintilla nell'aria e quella nel circuito metallico, giacchè esso cresce col crescere dell'autoinduzione, mentre invece decresce col crescere della capacità.

e) Infine ho messo insieme i risultati di quando le oscillazioni della scarica avevano lo stesso periodo, ma diverso smorzamento; e poi quelli in cui le oscillazioni di vario periodo avevano lo stesso smorzamento.

TABELLA V.

D	C_p	C_t	C_a	$\frac{C_t}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_p}$	$\frac{C_a}{C_t}$	C	L	T	δ	P	S
3	8,1	7,5	25,5	0,92	3,14	3,40	0,080	4780	0,0000037	0,0014	1,31	90
"	9	7,2	28	0,80	3,00	3,88	0,096	4109	"	0,0017	"	"
"	11,2	6,9	30,5	0,61	2,72	4,42	0,155	2470	"	0,0028	"	"
"	13	6,2	34,5	0,47	2,65	5,56	0,200	1930	"	0,0036	"	"
"	14,3	5,5	37	0,38	2,58	6,72	0,224	1715	"	0,0039	"	"
3	11,5	6,8	51	0,58	4,43	7,50	0,080	1715	0,0000018	0,0024	1,31	90
"	12,3	6,3	49	0.51	3.98	7,77	0,088	1930	0,0000025	"	"	"
"	12.9	5,2	42	0,40	3,25	8,07	0,116	2470	0,0000031	"	"	"
"	13,2	5	40,5	0,37	3,06	8,10	0,192	4109	0,0000050	"	"	"
"	13,7	4,5	39,3	0,32	2,86	8,73	0,224	4780	0,0000062	"	"	"

Dalla prima di queste tabelle risulta, che col mantenere fisso il periodo d' oscillazione il rapporto della quantità di calore svolta dalla scintilla nell' aria a quella svolta nel tubo cresce col crescere dello smorzamento, mentre gli altri due rapporti decrescono entrambi.

Dalla seconda tabella si rileva che mantenendo fisso lo smorzamento, il rapporto della quantità di calore svolta dalla scintilla nell' aria, a quella svolta nel tubo rarefatto cresce col crescere del periodo, mentre gli altri due decrescono.

Conclusioni generali.

Le precedenti esperienze m' inducono a concludere:

1° Il valore del rapporto $\frac{C_a}{C_t}$ della quantità di calore svolta nella scintilla ordinaria a quella svolta nel tubo a vuoto, a parità delle altre condizioni, cresce col crescere della rarefazione nel tubo stesso e coll' aumentare della distanza esplosiva, del periodo d' oscillazione e dello smorzamento.

2° Il valore del rapporto fra la quantità di calore svolta nel tubo e quella nel circuito metallico decresce invece, a pa-

rità di tutte le altre condizioni, col crescere della rarefazione, della distanza esplosiva, dello smorzamento e del periodo d'oscillazione.

3° Il rapporto fra la quantità di calore svolta nella scintilla a quella svolta nel circuito metallico diminuisce col crescere della rarefazione, della capacità, dello smorzamento e del periodo d'oscillazione, mentre aumenta col crescere della distanza esplosiva e dell'autoinduzione.

Dall'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa,
Novembre 1899.

SUL COMPORTAMENTO DI ALCUNI CORPI PORTATI AD ELEVATA TEMPERATURA RISPETTO AI RAGGI X.

Comunicazione del Prof. A. VOLTA

fatta alla Società Italiana di Fisica nel Settembre 1899.

Le attuali esperienze mi furono suggerite dalla osservazione fattami lo scorso anno dall'esimio Prof. Ròiti e pubblicata in fine della mia comunicazione su questo stesso argomento [1]), e dal dubbio che il riscaldarsi della patina fotografica avrebbe per avventura potuto influire sulla sua sensibilità. Questo dubbio mi venne espresso gentilmente in via privata dai signori Malagoli e Bonacini ma già era nato anche in me, come dichiarai nella mia prima comunicazione, sebbene non l'avessi con istudio speciale appurato.

Circa il primo fatto, faccio rilevare che il processo attinometrico, cioè di una semplice e diretta osservazione, mal si presta a far conoscere piccole differenze nei poteri criptoscopici delle sostanze sottoposte all'esperienza; il processo fotografico io lo ritengo quindi migliore, perchè posso aumentare la durata di posa e per quel tempo che più si conviene. Questa, infatti, potei constatare, vuol essere meno prolungata nelle esperienze sulla trasmissione che in quelle sulla diffusione, trat-

1) Veggasi Nuovo Cimento, fasc. di Ottobre 1898.

tandosi nel primo caso di raggi primari e nel secondo di raggi secondari: poi vuolsi aver riguardo alla trasparenza, allo spessore del corpo sperimentato, all' efficacia del tubo *focus*.

Una durata di posa troppo prolungata o la grande trasparenza annulla ogni differenza di impressione: una troppo breve o la piccola trasparenza non permette che si renda riconoscibile anche nel caso più favorevole: per tutte queste circostanze e perchè vuolsi usar lamine diversamente spesse secondo le sostanze, non si ha mai una vera comparabilità nei risultati di esperienze diverse.

Ritenuto che il processo fotografico presenta se non altro il carattere della squisitezza se ben adoperato; studiai prima l' influenza dello scaldamento della patina fotografica sulla sua sensibilità: a questo scopo incassavo la lamina in una teca a doppio fondo, attraverso l' intercapedine della quale facevo circolare acqua alla voluta temperatura; le esperienze venivano fatte sempre col metodo di comparazione. Ebbi che per diretta radiazione rontghiana a 50° circa la lamina fotografica comincia ad essere impressionata più di quella di confronto; mentre a temperature più basse si comportano egualmente quella più calda e la fredda: invece per radiazione secondaria la differenza era nulla fino a 60° di scaldamento della lamina fotografica: ciò forse in causa delle minor penetrabilità dei raggi secondari. Non potei sperimentare a temperature più elevate essendosi rotto il termosifone.

In seguito a ciò ripetei le esperienze dello scorso anno uscendo pellicole invece di lastre fotografiche in vetro; le applicai a lamine di alluminio e le disposi nella teca a circolazione d' acqua sempre fredda: l' alluminio rendeva meno squisita la pellicola, ma evitava la azione di riflessione dei raggi penetrabili, che sarebbe mancata per le sostanze a raggi poco penetrabili.

Si sperimentò, colle opportune attenzioni circa le durate di posa, sul platino, sul carbone e sulla mica: scelsi quest'ultima in luogo della steatite usata lo scorso anno, perchè più facile a ridursi in lamine sottili; infatti potei preparar lamine uniformi dello spessore di mm. 0,2.

Le esperienze per diffusione dei raggi X sulle tre citate sostanze corrisposero ai risultati già esposti a questa Società. Quelle sui raggi trasmessi, poichè lo scorso anno aveano lasciata molta incertezza; mi occuparono più specialmente, tanto più che si trattava di ben assicurarsi che l'azione dello scaldamento della sostanza contrariasse la facoltà trasmettente poichè ne aumentava la diffusiva. La difficoltà dell'esperimento quì poi diventava maggiore perchè lo scaldamento della patina già più efficace in questo che nell'altro caso, operava nel senso di mascherar l'effetto che si attendeva dall'esperienza.

Col carbone usai lamine spesse mm. 2 e posa breve e riescii qualche volta ad ottener men marcata l'impressione pei raggi dal carbone incandescente; nè mai avvenne il contrario: risultato questo molto eloquente. La mica si comportò analogamente in seguito a pose alquanto più lunghe cioè di 10 minuti circa. In tutte queste esperienze mi aiutò l'egregio sig. Faustino Anderloni che godo ricordare e ringraziare.

Da quanto precede credo di poter concludere:

— le esperienze dello scorso anno sono attendibili;

— lo scaldamento della patina fotografica quantunque modifichi la sua sensibilità specialmente per i raggi trasmessi, come giustamente dubitarono i signori Malagoli e Bonacini, non arriva ad infirmare i risultati quando si usino le opportune precauzioni;

— Questa influenza della temperatura sulle proprietà criptoscopiche delle sostanze merita un completo studio.

SUL COMPORTAMENTO DEI CORPI NELLA TRASFORMAZIONE DEI RAGGI RÖNTGEN.

(Risposta al Signor G. SAGNAC)

di R. MALAGOLI *e* C. BONACINI.

In seguito alla pubblicazione nell'*Eclairage électrique* (30 Settembre 1899) della nostra Nota « sul comportamento dei corpi nella trasformazione dei raggi Röntgen », che già era apparsa nel fascicolo di Aprile di questo giornale, il Sig. Sagnac indirizza all'*Eclairage* una lettera, inserita nel numero

del 21 Ottobre u. s., in cui egli senza entrare nel merito della questione, si limita a delle affermazioni generiche sui nostri lavori, che non ci sembrano affatto giustificate.

Cominciamo col respingere sdegnosamente l'accusa che egli ci fa di malafede nel citare i suoi lavori. Potremo ammettere tutt'al più, (se gli fa piacere) che il cambiamento, innegabile, nelle sue idee sulla trasformazione dei raggi X da parte dei corpi, più che alla comparsa dei nostri lavori si debba attribuire alla evidenza dei fatti, da lui stesso esaminati in seguito.

Quanto al resto, noi ci crediamo in diritto di meravigliarci:

α) che il Sagnac tenti di far passare i nostri lavori come ispirati alla semplice idea di controllare i suoi risultati, mentre le nostre Note del 1898 prendono le mosse *e solo*, dal nostro lavoro apparso pure ai Lincei nell'Aprile 1896, *anteriore a tutti i lavori di Sagnac* sull'argomento, e formante colle altre un complesso sistematico di ricerche;

β) che egli insista oggi a far menzione solo delle nostre esperienze del 1898, mentre scopo principale dell'ultima nostra pubblicazione era appunto di rendere noti i risultati di *tutta una serie di esperienze nuove*, confermanti le stesse idee;

γ) che egli possa supporre che noi ignoriamo le sue esperienze fatte col metodo radiografico, mentre nell'ultima nostra Nota noi rivendichiamo fra l'altro una nostra priorità in proposito! (pag. 487, *Eclair.*, 30 Settembre 1899);

δ) che infine egli seguiti a farci carico di esserci limitati a *des simples expériences de radiographie*, quando abbiamo già ampiamente chiarita la ragione della *voluta* preferenza per questo metodo, ed abbiamo anzi messo in mostra le ragioni per cui agli altri sperimentatori, ed al Sagnac, il metodo stesso non offriva sicurezza di risultati, almeno per la questione speciale studiata.

Nessuna dunque delle critiche attuali, come già le precedenti *(Eclairage électrique*, 15 Gennaio 1899), fatteci dal Sagnac, colpisce i risultati delle nostre esperienze, nè le nostre deduzioni.

Modena, 5 Novembre 1899.

ANOMALIA DELL' ATTRITO INTERNO DELL' ACQUA IN PROSSIMITÀ AI 4 GRADI.

Nota del Dott. G. PACHER [1]).

1. Pochi anni or sono il Lussana [2]) studiando la resistenza elettrica delle soluzioni acquose in vicinanza al loro massimo di densità, riscontrò in essa un comportamento anomalo, e precisamente trovò che la curva che rappresenta la variazione della resistenza colla temperatura è dotata verso il massimo di densità di un flesso che non permette di esprimere la resistenza in funzione della temperatura per mezzo di una relazione del 2° grado.

Il lavoro del Lussana venne impugnato dal sig. Deguisne [3]) il quale basandosi su esperienze sue e su altre eseguite in antecedenza dal Kohlrausch e Heydweiller negò in via assoluta la esistenza del flesso suaccennato.

Il Lussana ribattè le obbiezioni sollevate dal Deguisne e sostenne la esattezza delle sue osservazioni che trovò confermate per via indiretta da altre esperienze.

Un fenomeno che è intimamente collegato colla resistenza elettrica delle soluzioni è, come si sa, l' attrito interno. Esperienze eseguite da diversi sperimentatori hanno dimostrato che il coefficiente di temperatura della resistenza delle soluzioni e quello dell' attrito interno hanno un andamento eguale, di guisa che conoscendo il modo con cui varia l' uno si può, direi quasi a priori, stabilire il modo di variazione dell' altro.

In base a questa relazione, se la resistenza elettrica delle soluzioni rappresenta effettivamente una anomalia verso il massimo di densità, è da aspettarsi che una anomalia del tutto analoga si verifichi alla stessa temperatura anche per l' attrito interno.

1) Dagli Atti del R. Istituto Veneto di Scienze Lettere ed Arti. Anno accademico 1898-99, Tomo 58, parte seconda, p. 784 a 814. — Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della Università di Padova.

2) Atti del R. Istituto Veneto. Tomo 4, serie 7, p. 1466, 1893.

3) Wiedemann Annalen. Vol. 52, p. 604, 1895.

Fino dall' epoca in cui si iniziò la polemica sul lavoro del Lussana mi era sembrato interessante di eseguire uno studio dettagliato dell' attrito interno dell' acqua e delle soluzioni acquose in vicinanza alla temperatura del loro massimo di densità, per vedere se l' anomalia summenzionata esisteva e m' ero proposto di farlo appena ne avessi avuto il tempo.

Ora ho completato le misure relative all' acqua e sono giunto a risultati che mi sembrano di qualche interesse e che quì riferisco.

2. Il metodo di misura adottato nelle mie esperienze è quello di efflusso attraverso a tubi capillari. L' insieme degli apparecchi adoprati è disegnato nella figura 1 della tavola II che è unita a questa nota. La chiarezza della figura mi sembra sufficiente per dispensarmi dal descrivere, dettagliatamente le singole parti. Mi limiterò solo a dire che le boccie comunicanti L M, ripiene per metà di acqua, costituiscono l' apparecchio di compressione destinato a far muovere il liquido nei tubi capillari; il grande recipiente E F della capacità di circa 50 litri, pieno di acqua, rappresenta il bagno a temperatura costante; *p q* è una grande provetta di vetro che pesca nel bagno, essa è riempita di acqua e contiene i tubi di efflusso.

Questi ultimi sono due tubi capillari di vetro *a* e *b* (vedi figura 2) di eguale lunghezza e raggio posti verticalmente uno di fianco all' altro; essi sono riuniti inferiormente da un tubo C del diametro di 5 o 6 mm. e sono sormontati da due bulbi A e B i quali si prolungano in alto in due cannelli *d* ed *e* alti 30 cm. e larghi 1 cm.

Le bocche di questi cannelli sono chiuse da due tappi di gomma R e S attraversati ciascuno da un tubo di vetro munito di robinetto; a 5 o 6 cm. dalla estremità superiore dei cannelli, *d* ed *e* sono saldati ad essi in direzione orizzontale e dalla stessa parte due altri cannelli *g* e *h* i quali per mezzo di un tubo di gomma sono collegati a due rami differenti di un robinetto a tre vie T il cui terzo ramo comunica coll' apparecchio di compressione (vedi fig. 1). Il bulbo A è munito di due strozzature una in alto e l' altra in basso, sulle quali è stato inciso tutto in giro coll' acido fluoridrico un sottile

segno che serve da tacca di riferimento durante l' efflusso del liquido. Manovrando opportunamente i robinetti R, S e T è possibile senza inconvenienti, lasciando i tubi di efflusso sempre nella stessa posizione far passare il liquido da un tubo all' altro e viceversa, ed eseguire senza interruzione più misure del coefficiente di attrito una dietro l' altra.

La disposizione dei tubi capillari testè descritta l' ho preferita a quella solita del tubo orizzontale perchè in essa il sistema dei tubi è più maneggevole, meno ingombrante, e si può con maggior facilità agitarvi attorno il liquido del bagno.

Gli apparecchi di efflusso che mi hanno servito per le esperienze li ho costruiti da me con vetro facilmente fusibile; i tubi capillari li ho scelti con cura esaminandoli al microscopio e scartando tutti quelli che presentavano qualche piccola macchia interna o qualche irregolarità nella sezione. Prima di saldare insieme le diverse parti le ho lavate successivamente con acido nitrico, acqua abbondante e alcool, le ho asciugate ed ho ripetuto il lavaggio e l' asciugamento dopo la saldatura.

La capacità del bulbo A tra le due strozzature, ed il raggio dei tubi capillari li ho misurati riempiendo il bulbo ed i tubi, prima di saldarli insieme, con mercurio distillato, e facendo quindi delle pesate.

La lunghezza dei tubi capillari l' ho determinata per mezzo di un catetometro.

Durante le esperienze ho cercato con ogni cura che la temperatura del bagno rimanesse costante; esercitando un' attiva sorveglianza mi fu possibile per ore intiere avere la temperatura costante entro il cinquantesimo di grado.

I termometri che ho adoprato per misurare le temperature del bagno sono tutti a decimi, essi vennero in precedenza diligentemente studiati e per ciascuno ho costruito la curva di correzione.

Il tempo impiegato dall' acqua dei tubi per passare da un segno all' altro del bulbo A l' ho misurato servendomi di un cronografo con due indici a scatto, uno dei quali registrava su apposito quadrante i minuti primi e l' altro i quinti di minuto secondo. Il regolare andamento del cronografo veniva

controllato continuamente confrontandone le indicazioni con quelle di un ottimo pendolo di noto andamento.

La pressione che determina il movimento dell'acqua nei tubi di efflusso la leggevo coll'aiuto di un catetometro su un manometro ad aria libera a mercurio che comunicava colla boccia M dell'apparecchio di compressione (vedi fig. 1). Ogni lettura di pressione fu opportunamente corretta e ridotta a 0.

3. Le misure dell'attrito interno dei liquidi col metodo di Poiseuille vengono comunemente eseguite con un solo tubo capillare orizzontale, e la formula di Poiseuille si applica in generale a questa disposizione; si dimostra però facilmente che questa formula vale anche pel caso in cui l'apparecchio di efflusso abbia la forma ch'io ho adottata.

I valori del coefficiente di attrito dell'acqua da me determinati, li ho espressi in unità assolute e li ho calcolati per mezzo della formula

$$\eta = \frac{\pi \, P \, . \, 13{,}59 \, . \, 980{,}59 \, . \, r^4 \, . \, t}{8 \, V \, l}$$

in cui π rappresenta il rapporto della circonferenza al diametro, P la pressione in cm., ridotta a 0°, 13,59 è il peso specifico a 0° del mercurio, 980,59 l'accelerazione della gravità a Padova, t il tempo di efflusso, V la capacità del bulbo, r il raggio dei tubi capillari, l la loro lunghezza.

Ho eseguito tre serie di misure con tre apparecchi di efflusso di differenti dimensioni. I risultati ottenuti sono riassunti nella tabella sottostante, in cui i singoli valori di η rappresentano la media dei valori di almeno quattro esperienze. I numeri fra parentesi a destra delle η indicano l'ordine nel quale le η furono determinate.

L'acqua adoprata per le misure l'ho distillata due volte. una in un alambicco di stagno l'altra in palloni di vetro di Jena.

Le due prime serie furono eseguite una di seguito all'altra durante l'inverno, la terza a sei mesi di distanza dalle altre due.

Tabella riassuntiva
dei valori di η trovati nelle tre serie di misure.

1ª Serie. V_0=cm³9,76072 l_0=cm.36,936 r_0=cm.0,016301		2ª Serie. V_0=cm³9,6830 l_0=cm.31,787 r_0=cm.0,011793		3ª Serie. V_0=cm³8,5509 l_0=cm.46,37 r_0=cm.0,019625	
Temper.	η in unità C. G. S.	Temper.	η in unità C. G. S.	Temper.	η in unità C. G. S.
0°,89	0,017514 (5)	0°,60	0,017524 (10)	1°,33	0,017092 (20)
1,55	17152 (29)	1,21	17150 (24)	2,10	16686 (7)
2,04	16866 (8)	1,60	16973 (22)	2,51	16439 (15)
2,44	16630 (22)	1,97	16740 (11)	2,95	16183 (14)
3,09	16268 (9)	2,52	16438 (27)	2,96	16166 (1)
3,56	16033 (20)	3,04	16160 (8)	3,23	16038 (3)
3,82	15887 (27)	3,55	15898 (16)	3,35	15992 (22)
4,09	15754 (10)	3,81	15751 (28)	3,46	15913 (19)
4,34	15662 (24)	4,18	15581 (12)	3,55	15905 (23)
4,43	15590 (30)	4,37	15487 (14)	3,64	15864 (10)
4,56	15563 (15)	4,50	15409 (25)	3,72	15815 (24)
4,73	15464 (28)	4,62	15371 (13)	3,82	15767 (18)
4,77	15431 (26)	4,74	15286 (26)	4,05	15644 (5)
4,92	15362 (23)	4,88	15217 (5)	4,32	15493 (13)
5,11	15292 (4)	4,90	15236 (21)	4,63	15377 (9)
5,41	15124 (25)	5,07	15123 (4)	4,80	15261 (16)
5,61	15019 (14)	5,12	15113 (17)	5,15	15111 (6)
5,97	14857 (12)	5,38	15009 (15)	5,67	14842 (11)
6,60	14590 (19)	5,56	14906 (7)	6,09	14657 (21)
7,08	14359 (13)	5,89	14756 (6)	6,13	14661 (2)
7,87	14038 (7)	6,32	14552 (23)	6,61	14425 (12)
8,96	13592 (11)	6,73	14380 (9)	7,10	14209 (8)
10,00	13162 (3)	7,35	14132 (20)	7,70	13960 (17)
10,91	12858 (21)	7,86	13887 (2)	8,23	13738 (4)
11,87	12485 (6)	8,31	13733 (19)		
13,78	11881 (16)	8,83	13492 (3)		
14,99	11476 (1)	9,27	13337 (1)		
17,77	10710 (18)				
20,10	10100 (2)				
25,09	08994 (17)				

Coi dati della tabella precedente ho costruito le curve che rappresentano l' attrito interno in funzione della temperatura. Da esse si scorge subito, cosa questa ben nota, che l' *attrito dell' acqua cresce sempre col diminuire della temperatura;* ma un altro fatto nuovo apparisce, e cioè che *la velocità di variazione non è costante dai 10° a 0° nè varia in modo uniforme. Essa cresce prima lentamente dai 10° ai 7, più rapidamente dai 7° ai 5°, quindi torna a crescere adagio*

fino a circa 4° e ripiglia una ascesa rimarchevole fino a circa i 2°; dai 2° in poi resta costante.

Questo andamento irregolare si rende manifesto nelle curve con un leggiero flesso dai 3° ai 5°.

Onde fare risaltare in modo spiccato questa anomalia ho ricavato dalle tre curve di decimo in decimo di grado da 1° a 8° i valori di η e con questi ho poi calcolato di decimo in decimo il coefficiente medio di temperatura del coefficiente di attrito, rappresentato tra due temperature t_2 t_1 dalla espressione

$$\alpha = \frac{\eta t_2 - \eta t_1}{\eta t_1 (t_2 - t_1)}$$

Coi valori di questi coefficienti che per essere stati calcolati per intervalli molto corti di temperatura entro i quali η si può considerare come funzione lineare di t, si possono ritenere i coefficienti veri di temperatura, ho costruito tre altre curve che sono quelle riprodotte dai 2°,4 ai 6°,4 nell'ultima figura della tavola, prendendo per ascisse le temperature e per ordinate i valori di η.

Queste curve mostrano assai chiaramente che il coefficiente di temperatura di η, presenta per il caso dell'acqua tra i 3 e i 6 gradi un massimo ed un minimo, e precisamente per la prima serie il massimo risulta a 4°,35 ed il minimo a 5°, per la seconda serie il massimo è a 4°,45 ed il minimo a 4°,76, per la terza il massimo apparisce a 3°,55 ed il minimo a 4°,1 [1]). I valori medi di queste temperature sono per il massimo a 4°,15 e per il minimo a 4°,62.

Nella tabella II sono riportati i valori di η per tutte tre le serie di decimo in decimo di grado da 1° a 8°, le differenze tra i valori successivi di η, ed i coefficienti α che hanno servito per la costruzione delle tre curve suaccennate.

1) I risultati dell'ultima serie, quantunque confermino in modo non dubbio la esistenza del massimo e del minimo del coefficiente di temperatura di η non concordano molto con quelli delle serie precedenti per quanto riguarda le temperature alle quali detti massimo e minimo si presentano. Le differenze che si riscontrano si devono attribuire sopratutto al fatto che la terza serie di misure fu eseguita con acqua distillata che avea soggiornato per più che un anno in una boccia di vetro ed avea perciò subito molto probabilmente qualche alterazione.

TABELLA II.

Valori di η e del suo coefficiente vero di temperatura da 1° a 8° dedotti di decimo in decimo di grado dalle curve costruite coi dati della tabella precedente.

Temperatura	1ª Serie.			2ª Serie.			3ª Serie.		
	η in unità C. G. S.	$\eta_{t_2} - \eta_{t_1}$	α	η in unità C. G. S.	$\eta_{t_2} - \eta_{t_1}$	α	η in unità C. G. S.	$\eta_{t_2} - \eta_{t_1}$	α
1,0°	0,017461	−0,000058	−0,033	0,017296	−0,000058	−0,033	0,0017290	−0,000057	−0,033
1	403	57	33	238	57	33	233	57	33
2	346	57	33	181	56	32	176	57	33
3	289	58	33	125	57	33	119	56	33
4	231	57	33	069	57	33	063	56	33
5	174	58	34	012	56	33	007	57	33
6	116	57	33	0,016956	56	33	0,0016950	57	34
7	059	58	34	900	57	34	893	56	33
8	001	57	33	843	56	33	837	57	34
9	0,016944	58	34	787	56	33	780	56	33
2,0	886	57	34	731	55	33	724	57	34
1	829	57	34	676	56	33	667	56	34
2	772	56	33	620	55	33	611	57	34
3	716	57	34	565	55	33	554	56	34
4	659	56	34	510	54	33	498	57	34
5	603	57	34	456	55	33	441	56	34
6	546	56	34	401	55	33	385	56	34
7	490	56	34	346	54	33	329	55	34
8	434	55	33	292	55	34	274	55	34
9	379	56	34	237	55	34	219	55	34
3,0	323	55	34	182	54	33	164	54	33
1	268	55	34	128	54	33	110	54	33
2	213	54	33	074	53	33	056	54	33
3	159	53	33	021	53	33	002	49	31
4	106	52	32	0,015968	53	33	0,015953	41	26
5	054	52	32	915	51	32	912	37	23
6	002	51	32	864	52	33	875	47	29
7	0,015951	51	32	812	52	33	828	48	30
8	900	50	31	760	51	32	780	49	31
9	850	49	31	709	50	32	721	52	33

Temperatura	1ª Serie.			2ª Serie.			3ª Serie.		
	η in unità C. G. S.	$\eta'_2 - \eta'_1$	α	η in unità C. G. S.	$\eta'_2 - \eta'_1$	α	η in unità C. G. S.	$\eta'_2 - \eta'_1$	α
4°,0	0,015801	−0,000048	−0,030	0,015659	−0,000049	−0,031	0,015669	−0,000053	−0,034
1	753	46	29	610	48	31	616	53	34
2	707	45	28	562	46	30	563	52	33
3	662	42	27	516	45	29	511	51	33
4	620	45	29	471	45	29	460	51	33
5	575	46	29	426	47	30	409	50	32
6	529	49	31	379	52	34	359	49	32
7	480	50	32	327	52	34	310	48	31
8	430	50	32	275	51	33	262	48	31
9	380	50	32	224	50	33	214	47	31
5,0	330	50	33	174	50	33	167	48	32
1	280	50	33	124	49	32	129	47	31
2	230	50	33	075	49	32	072	48	32
3	180	50	33	026	47	31	024	47	31
4	130	49	32	0,014979	47	31	0,014977	47	31
5	081	49	32	932	46	31	930	47	31
6	032	48	32	886	46	31	883	47	31
7	0,014984	47	31	840	45	30	836	47	32
8	937	46	31	795	45	30	789	46	31
9	891	45	30	750	45	30	743	46	31
6,0	846	45	30	705	44	30	697	45	31
1	801	44	30	661	44	30	652	45	31
2	757	45	30	617	44	30	607	44	30
3	712	44	30	573	44	30	563	44	30
4	668	45	31	529	43	29	520	44	30
5	623	44	30	486	43	30	476	43	30
6	579	44	30	443	43	30	433	43	30
7	535	43	29	400	43	30	390	43	30
8	492	43	30	357	42	30	347	43	30
9	449	43	30	315	43	30	304	43	30
7,0	406	43	30	272	43	30	261	43	30
1	363	42	29	229	43	30	218	42	29
2	321	42	29	186	43	30	176	43	30

1ª Serie.			2ª Serie.			3ª Serie.		
η in unità C. G. S.	$\eta'_2 - \eta'_1$	α	η in unità C. G. S.	$\eta'_2 - \eta'_1$	α	η in unità C. G. S.	$\eta'_2 - \eta'_1$	α
0,014279	−0,000042	−0,029	0,014143	−0,000043	−0,030	0,014133	−0,000042	−0,030
237	41	29	100	43	30	091	43	30
196	42	29	057	42	30	048	42	30
154	42	30	015	42	30	006	41	29
112	42	30	0,013973	42	30	0,013965	42	30
070	42	30	931	42	30	923	41	29
028	41	29	889	41	29	882	42	30
0,013987			848			840		

Conclusioni.

Dalle mie ricerche parmi si possano ricavare le seguenti conclusioni:

1° In prossimità ai 4° il coefficiente di attrito interno dell' acqua distillata presenta una anomalia che si rende visibile per mezzo di un flesso nella curva che rappresenta detto coefficiente in funzione della temperatura.

2° Il coefficiente di temperatura dell' attrito interno dell' acqua distillata presenta tra i 4° e i 5° un massimo ed un minimo.

3° Data la relazione esistente tra i coefficienti di temperatura dell' attrito interno e quello della resistenza elettrica è verosimile che una anomalia dello stesso genere di quella riscontrata esista anche per la resistenza elettrica dell' acqua distillata e delle soluzioni acquose.

4° I risultati ottenuti dal Lussana sulla anomalia della resistenza elettrica delle soluzioni acquose, trovano una conferma indiretta nei miei.

SU ALCUNE ESPERIENZE ESEGUITE COLL' INTERRUTTORE DI WEHNELT.

Nota del Dott. G. PACHER [1]).

1. Ho costruito per uso della scuola degli interruttori di Wehnelt di forma e dimensioni diverse, ed ho studiato il loro comportamento nelle scariche nell' aria libera e nell' aria rarefatta, nella carica dei condensatori, nella produzione delle correnti di Tesla e delle oscillazioni Hertziane.

Il tipo di interruttore che ho preferito consta di un bicchiere di vetro della capacità di circa 2 litri, tappezzato internamente fino a metà altezza da una lamina di piombo (catodo) che comunica coll' esterno per mezzo di una stretta lista di piombo, che sale fino al bordo del bicchiere e si ripiega all' infuori.

Un coperchio di legno verniciato chiude il bicchiere; esso porta tutto in giro su una circonferenza una serie di fori, in ognuno dei quali sta fissata una provetta di vetro al cui fondo è saldato un filo di platino (anodo) di mezzo millimetro di diametro, che sporge per un piccolo tratto. — Le lunghezze delle parti sporgenti variano da provetta a provetta; esse sono in scala decrescente da 2 cm. a mezzo centimetro. Le provette sono in parte riempite di mercurio in cui pesca un filo di rame che è fissato al tappo che chiude le provette medesime. Il bicchiere è riempito di acqua acidulata con acido solforico al 10 %. Ricorrendo all' una o all' altra delle provette, si hanno degli interruttori più o meno rapidi, e si può passare prontamente dall' uno all' altro. Le saldature più resistenti dei fili di platino le ho ottenute adattando a fuoco al fondo delle provette dello smalto facilmente fusibile, soffiando quindi il fondo in modo che lo smalto acquisti un piccolo spessore, e quindi saldando allo smalto il filo.

1) Dagli Atti del R. Istituto Veneto di Scienze, Lettere ed Arti 1898-99, Tomo 58, parte 2, p. 777-785. — Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della Università di Padova.

Nelle mie esperienze ho fatto uso di un grande rocchetto di Ruhmkorff (capace di dare nell' aria una scintilla di 30 cm.) e lo ho eccitato o con una dinamo Gramme a corrente continua della f. e. di 60 volta, o con una batteria di 16 accumulatori di media grandezza.

2. *Le scariche nell' aria libera e rarefatta*, sono di una potenza veramente straordinaria, e di effetto meraviglioso. Degno di menzione è il seguente fenomeno che ho osservato con un tubo di vetro della lunghezza di un metro e di diametro di 5 cm., con elettrodi di alluminio, in cui faceva il vuoto con una macchina pneumatica a mercurio: — Alla pressione di circa 4 cm. di mercurio, la scarica ha l' aspetto di un nastro luminoso congiungente gli elettrodi, il quale pur conservando una posizione abbastanza stabile, è attraversato da fluttuazioni che lo fanno rassomigliare ad una corda tesa, che riceva degli impulsi da uno degli estremi. L' ampiezza delle ondulazioni e la loro lunghezza e regolarità varia col periodo dell' interruttore; è possibile scegliere l' interruttore in modo da realizzare in certa qual maniera delle onde stazionarie con dei nodi e ventri nettamente visibili. Nei ventri il nastro non si apre a fuso, ma resta permanentemente deflesso dalla stessa parte come se subisse una attrazione da parte del tubo; due ventri successivi sono curvati in versi opposti. Malgrado io non abbia potuto accertarmene, è assai probabile che la forma vera del nastro luminoso sia quella di un' elica. Al bujo i fili e tutte le parti metalliche scoperte che collegano i poli del rocchetto col tubo appariscono circondati da una guaina di peli luminosi.

I tubi nei quali il vuoto sia spinto ad un grado assai elevato, (tubi di Crookes e Röntgen) emettono una luce verdognola fissa. Le radiografie che si ottengono in tali condizioni sono mirabili per la nettezza e ricchezza dei dettagli; con pochi minuti di posa ho ottenuto tre prove bellissime, una del torace, l' altra del femore di una ragazza che era stata colpita da più colpi di rivoltella, e la terza di una gamba fratturata alla tibia.

3. *Carica dei condensatori.* — Data la gran copia di scintille che si sprigionano dai poli di un rocchetto d'induzione eccitato da un interruttore di Wehnelt era prevedibile che si potesse col mezzo di quest'ultimo effettuare rapidamente la carica di un condensatore. Esperienze che ho istituite con batterie di 9 e di 18 grandi condensatori riuniti in superficie, dei quali collegava una delle armature con uno dei poli del rocchetto, e l'altra armatura coll'altro polo attraverso ad una distanza esplosiva, mi hanno dimostrato che si possono avere a piccoli intervalli di tempo nell'arco di scarica della batteria delle grosse e brillantissime scintille. Queste in causa della loro istantaneità, della loro grande intensità luminosa e della loro frequenza possono servire utilmente per proiezioni di fenomeni di breve durata. Ho anche tentato di produrre delle scintille molto lunghe e grosse alla superficie di una lastra di vetro coperta di limatura di zinco [1]), ma coi mezzi che avea disponibili non sono riuscito nell'intento.

4. *Correnti di Tesla.* — Le prime prove per produrre le correnti di Tesla coll'aiuto di un interruttore elettrolitico le feci adottando una delle solite disposizioni, collegando cioè direttamente i poli del rocchetto colle armature del condensatore. Queste prove però sortirono esito negativo perchè il condensatore non si mostrò atto, in tali condizioni, a caricarsi per interruzioni tanto rapide come quelle date dall'interruttore di Wehnelt.

Per riuscire dovetti introdurre nel circuito di carica del condensatore una distanza esplosiva. Potei allora ripetere tutte le esperienze che si sogliono fare colle correnti ad alta frequenza e ad alta tensione. La intensità dei fenomeni osservati apparì più grande di quella che si ha adoperando un interruttore di Foucault; ma fu inferiore alla aspettativa.

5. *Oscillazioni Hertziane.* — Veramente efficace si palesò il nuovo interruttore nella produzione delle oscillazioni di Hertz. Le esperienze del Lecher (nodi e ventri lungo due fili paral-

1) Vedi Righi, Nuovo Cimento serie 3, vol. 30, pag. 194, 1891.

leli), e quelle del Righi (riflessione, rifrazione, trasparenza, polarizzazione ecc. con onde di corto periodo) mi riuscirono tutte assai bene, e con facilità.

Le scintilline dei risonatori del Righi per la rapidità con cui si succedono, appariscono di una intensità luminosa insolita.

Una bella esperienza da lezione, che ebbi occasione di eseguire nel corso di questi esperimenti, e che riuscì molto bene facendo uso del nuovo interruttore è la seguente, che serve a mostrare l' effetto delle oscillazioni elettriche sui coherer a liquido isolante [1]: Si introducano in una sottile provetta di vetro poche goccie di mercurio, e vi si aggiunga dell' olio di trementina fino a riempimento; quindi si chiuda a fuoco la provetta, e la si scuota finchè il mercurio si sia diviso in minute goccioline in seno al dielettrico.

Si fissi poi la provetta per mezzo di due sottili elastici all' asta di ebanite che è disposta lungo l' asse dello specchio parabolico ricevitore degli apparecchi del Righi, e si metta lo specchio coll' asse orizzontale ad una distanza di 10 o 12 metri dall' oscillatore orientato pure coll' asse dello specchio orizzontale. Basta produrre una sola scintilla tra le sfere di quest' ultimo per vedere subito le goccioline di mercurio riunirsi in un' unica massa, oppure in due o tre grosse goccie.

SUL FENOMENO DI SANFORD NELL' ARGENTANA.

Memoria del Dott. ERNESTO DRAGO [2]).

Della variazione di resistenza elettrica di un filo metallico nei vari dielettrici si occupò, come è noto, per primo il Sanford [3]) sperimentando su di un filo di rame.

Dalle susseguenti ricerche dei Proff. Grimaldi e Platania [4]) si deduce che la diminuzione relativa di resistenza di un filo di

1) Vedi Vicentini, Nuovo Cimento, serie 4, vol. 5, pag. 46, 1897.

2) Atti Acc. Gioenia di Catania, Vol. 12, ser. 4.

3) Fernando Sanford. Some observations upon the conductivity of a copper wire in various dielectrics.

Leland Stanford University. Studies in electricity, n. 1. Palo Alto, 1892.

4) Sulla resistenza elettrica dei metalli nei diversi dielettrici. Atti dell'Acc. Gioenia di Catania, Vol. 8, serie 4.

rame immerso nel petrolio è 0,00015 cioé circa dodici volte più piccola di quella trovata dal Sanford. Questi in una seconda memoria [1]) dice che il suddetto valore concorda con quello ricavato dalle sue ricerche, se si tien conto della superficie del filo metallico bagnata nei due casi dal dielettrico.

Sul proposito istituisce delle esperienze su fili di rame di diversa superficie e risponde alle obbiezioni del Carhart [2]) riguardanti la determinazione della temperatura del filo.

Dal Sala [3]) e dal Pettinelli [4]) sono state poi istituite altre ricerche su fili d'argentana, ma queste hanno il difetto di sottrarsi alle condizioni fisiche richieste da Sanford per l'esatta valutazione del fenomeno.

Io ho esperimentato anche sull'argentana e l'apparecchio di cui mi son servito era costituito da un ponte di Wheatstone di cui due bracci erano formati da due fili d'argentana, saldati da una parte ai fondi di due tubi dello stesso metallo ed isolati all'altra dai tubi stessi. Insieme agli altri due bracci, formati da due lunghezze eguali dello stesso filo d'argentana, avvolte su unico tubo di vetro e separate da carta paraffinata, i due tubi erano impiantati vicinissimi in un cubo di legno la cui base era di piombo. Tutto il sistema, protetto da opportuni tubi di vetro, era immerso in una cassa di zinco piena d'acqua e munita d'agitatore. In una diagonale del ponte si trovavano una pila normale Raoult, un reostata Hipp ed un interruttore a mercurio; nell'altra un galvanometro di Siemens ed Halske ed un secondo interruttore.

Le temperature dei due fili racchiusi nei tubi erano date da due termometri Baudin in ventesimi.

La sensibilità dell'apparecchio era tale che una divisione della scala del cannocchiale corrispondeva in media ad una variazione di resistenza del filo di argentana di 120 microohm.

Una circostanza che rendeva difficili le misure era l'esistenza di una deviazione parassita nel circuito del galvano-

1) Variations in electric conductivity of metallic wires in different dielectrics. Physical Review. Vol. 3, n. 15, Novembre-Dicembre 1895.

2) Henry Carhart. The Phisical Review, Vol. 1, pag. 321, Vol. 2, p. 61, 67.

3) Nuovo Cimento 1894.

4) Rivista scientifico-industriale, 1897.

metro. Ritenendo che essa fosse dovuta a correnti termoelettriche, originate da differenze di temperatura fra i contatti dell' argentana dell' apparecchio ed i fili di rame conducenti al galvanometro, si fece in modo da immergere tali contatti nell' acqua della cassa di zinco mantenuta sempre in agitazione.

In tal modo la suddetta deviazione si ridusse, ed il suo valore conservandosi costante per un tempo sufficientemente lungo, si poterono incominciare le prime serie di misure. Non essendo però le temperature dei due fili rigorosamente eguali, a causa delle variazioni della temperatura a[illegible]ente, fu necessario formare una tabella di correzione.

Così, proseguendo le misure, versando il petrolio nel tubo destro si trovò una diminuzione media di resistenza di 0,000012 per il filo d' argentana immerso nel dielettrico.

Sospese però le ricerche per accomodare l' apparecchio, quando queste si ripresero si notò che la deviazione parassita esistente nel circuito galvanometrico era opposta a quella avuta nelle ricerche precedenti. Nel contempo le esperienze in siffatte condizioni mostrarono invece di una diminuzione di resistenza, un aumento medio di 0,000013 quando il filo era immerso nel petrolio. Questo valore, opposto a quello precedentemente trovato, fece pensare alla possibile influenza esercitata nelle misure dalla deviazione parassita, onde fu necessario investigare l' origine di questa. Saldato ciascun braccio del ponte con i fili del galvanometro, per le resistenze ausiliarie non si ebbe deviazione alcuna interrompendo rispettivamente il circuito, mentre per i fili saldati ai tubi si ebbero due deviazioni circa uguali ma di senso contrario.

Essendo i fili d' argentana tolti da una matassa appartenente a fabbrica differente da quella dell' altra argentana che costituiva le parti dell' apparecchio venne il dubbio che l'eterogeneità di struttura avesse potuto produrre correnti termoelettriche. Si ricostrui perciò l' apparecchio con argentana tutta della stessa provenienza ed in questo caso venne eliminata qualsiasi deviazione nel circuito del galvanometro.

La sensibilità del nuovo apparecchio era tale che una deviazione di una divisione della scala corrispondeva in media ad una variazione di resistenza del filo di 180 microohm.

Formata un' altra tabella di correzione della temperatura si intrapresero le misure definitive.

Quì sotto sono riportate le differenze tra la media delle deviazioni corrette, quando i tubi contenevano aria; e quella delle deviazioni quando uno conteneva petrolio.

Esperienze col petrolio nel tubo destro.

Serie		
Serie	I	0,01
»	II	— 0,01
»	III	0,00
»	IV	— 0,01
»	V	0,00

Esperienze col petrolio nel tubo sinistro.

Serie		
Serie	VI	0,00
»	VII	— 0,01
»	VIII	+ 0,01

La regolarità delle cifre ottenute sia nella tabella di correzione della temperatura, sia nelle altre serie di misure, l'eliminazione completa della corrente parassita nel circuito del galvanometro, tutto ciò è sicura garanzia dei risultati; i quali così mostrano che *il fenomeno di Sanford o non esiste affatto nell' argentana o se esiste è talmente piccolo da non potere essere sufficientemente apprezzato coi metodi d' osservazione adoperati* [1]).

Dal Laboratorio di fisica della R. Università di Catania.

---

1) Dopo la pubblicazione di questo lavoro il Sanford mi ha comunicato che, in conferma delle mie ricerche, avendo anche egli cercato il fenomeno su fili d'argentana, non ha trovato alcun cambiamento.

LIBRI NUOVI

LEÇONS DE CHIMIE PHYSIQUE,

di J. H. VAN 'T HOFF.

Traduzione dal tedesco di CORVISY.

La *Libreria A. Hermann* di Parigi ha ora [illegible] la seconda parte (prezzo Fr. 6) di quest' opera ([illegible] *Nuovo Cimento* 1898, vol. 2°, pag. 318). L' illustre autore vi studia quel gruppo di dottrine, costituenti ciò che il Meyer chiamò la *statica chimica;* scienza, che tratta della specie chimica isolatamente considerata, della costituzione, struttura e configurazione della molecola, e che, fino a poco tempo fa, costituiva da per sè sola la parte speculativa della chimica stessa.

Il libro parte dalla determinazione dei pesi molecolari, svolgendo i metodi diretti e indiretti, studiando i resultati ottenuti, fermandosi in special modo sulle anomalie presentate dagli elettroliti. Segue un capitolo sulla composizione e struttura molecolare, che contiene un cenno sulla stereochimica e sul fenomeno della tautomeria, cioè della varia costituzione che può attribuirsi ad un corpo (liquido o in soluzione), a causa del suo modo di comportarsi con differenti reagenti. Finalmente si studia la polimorfia dei corpi, e le leggi che regolano il passaggio di un corpo dall' una all' altra forma cristallina; si sviluppano le teorie cristallogeniche di Bravais e di Sohncke, e le relazioni fra la figura cristallina e quella della molecola.

Questo breve indice dimostra subito, che il libro non ha un carattere didattico (si tratta infatti di lezioni date a Berlino nel 1897-98 su capitoli scelti della fisico-chimica), e che suppone nel lettore l' ordinaria cultura acquistata nei corsi di chimica generale.

Così, trattandosi ad es. della determinazione del peso molecolare mediante l' abbassamento del punto di congelazione, non è data la descrizione degli apparecchi, delle regole da

seguire nello sperimentare, la discussione sui varii solventi ecc. ma stabilita teoricamente la legge, applicata ad un caso concreto, quello del saccarosio, se ne definisce il valore facendone compendiosamente la critica. Nello stesso modo la lettura del capitolo sull'atomo asimmetrico di carbonio, e sugl'isomeri otticamente inversi, lascia vivo il desiderio di udirne di più sull'importante e vasto soggetto.

È appunto questo carattere che costituisce il valore dell'o[illegible] la quale permette di venire a conoscenza delle que[illegible] [illegible]lmente studiate e discusse; dei punti che vogliono e[illegible] re [illegible]ariti e completati, mentre dà un esatto criterio della generalità e della validità delle leggi stabilite.

R. Pitoni.

IL MONTATORE ELETTRICISTA,

dell' Ing. E. BARNI.

(5. edizione, Milano, Editori dell' Elettricità, 1900).

Quando un libro è giunto alla quinta edizione, e lo vediamo tradotto ora in Francia, la quale non ha certo difetto di opere simili, dal Montpellier, ogni recensione, ogni elogio riesce perfettamente superfluo. Tuttavia abbiamo voluto leggerlo con scrupolosa cura, ed all'infuori dei capitoli *galvanoplastica* ed *elettrometallurgia*, ed *accumulatori*, che potevano, ci sembra, essere un po' più nutriti, non abbiamo trovato niente altro da notare, e del libro non possiamo dire che un gran bene. S'intende che noi abbiamo da fare con un opera d'indole pratica, e da vedere se il suo vero scopo, quello cioè di essere alla portata dell'operaio elettricista e di servirgli come guida, sia stato raggiunto.

Non solo; ma crediamo che essa riesca di utilità non lieve anche ai giovani elettricisti, ed alle persone, numerose ormai, che per dovere o per occasione si occupano di elettricità.

L'opera tratta delle generalità quanto è necessario: delle dinamo a corrente continua ed alternata mono e polifase; dei trasformatori, degli accumulatori: delle applicazioni dell'elettricità all'illuminazione (ad arco e ad incandescenza, in luogo

aperto o chiuso) e perciò della conduttura area sotterranea ed interna, insieme al calcolo ed alle prove dei conduttori ed agli apparecchi ausiliarii al buon andamento di un impianto; dei sistemi di distribuzione della energia elettrica; dei motori elettrici, pei quali, naturalmente, si riassumono le norme già date per l' installazione e manutenzione delle dinamo. L' opera si chiude con un buon capitolo di cognizioni e regole pratiche, colle norme approvate dal congresso di Francoforte (1898) per la sicurezza deg[illegible] i elettrici, e col testo della legge n. 232 (7 Giugno 1[illegible]

Numerose tabelle, e problemi elementari e bene sc[illegible]ti sono sparsi nel libro, che venduto a lire tre (la metà per gli abbonati della Elettricità) costituisce un esempio straordinario di buon mercato, quando si pensi che comprende 400 pagine in 8°.

R. PITONI.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN,

par A. COTTON.

(Paris, Georges Carré e C. Naud, Editeurs, 1899).

È un volumetto di 100 pagine, che fa parte della elegante collezione *Scientia* pubblicata dagli editori Giorgio Carrè e C. Naud di Parigi. L'A. vi ha raccolto e ordinato i resultati delle ricerche *sperimentali*, che in gran numero hanno tenuto dietro alla scoperta fatta dallo Zeeman del fenomeno magneto ottico che da lui prende il nome. L' esposizione è ordinata nel modo seguente:

L'A. dapprima richiama sommariamente i mezzi più potenti e perfetti di cui dispone l' analisi spettrale moderna, che soli posson servire allo studio diretto del fenomeno Zeeman, e quindi le differenti cause che possono far variare le righe dello spettro. Premesse queste notizie di ordine generale, entrando propriamente nell' argomento, fa la storia della scoperta, e tratta diffusamente delle varie alterazioni magnetiche delle righe di emissione.

Passa quindi allo studio dell' assorbimento, connesso all' emissione per mezzo della *regola di Kirchhoff*, di cui viene

da queste ricerche estesa la portata, e precisato il valore. La considerazione dell' assorbimento nel campo magnetico serve di passaggio dallo studio vero e proprio del fenomeno di Zeeman a quello di altri nuovi fatti interessantissimi, che ad esso si riconducono più o meno direttamente, i quali risultano principalmente dalle esperienze del Righi, Macaluso e Corbino e Voigt.

L' esposizione piana, chiara, sebbene concisa, anzi quasi sommaria, mette davanti alla mente del lettore, senza affati-[illegible] concetto che guida le ricerche, il giusto valore dei [illegible]ersi [illegible]atti, il loro logico concatenamento; dando il conveniente rilievo a quelli più importanti e netti, e sorvolando gli altri meno importanti o più confusi, che riuscirebbero meno istruttivi per lo studioso, e devono richiamare ancora l' attenzione dello sperimentatore.

Questa operetta pregevolissima sarà di grande utilità, specialmente per quegli studiosi, che, senza fare oggetto speciale del loro studio di questo argomento, vogliono tenersi al corrente dei progressi della scienza.

Senza il suo aiuto essi sarebbero costretti a passare in rivista con molta fatica un numero grandissimo di pubbiicazioni, che da soli tre anni si accumulano su questo argomento. Essa non può mancare nella biblioteca, anche modesta, di ogni studioso di Fisica. L. PUCCIANTI.

ESSAIS DU COMMERCE ET DE L'INDUSTRIE. MODES OPÉRATOIRES,
di L. CUNIASSE *e* R. ZWILLING.

(Editori Georges Carré e C. Naud, Paris 1900).

È una pubblicazione che merita di esser segnalata ai lettori del *Nuovo Cimento*.

È stata un' idea veramente felice dei signori L. Cuniasse e R. Zwilling di dare alle stampe questo elegante volumetto, in cui sono condensati sotto un aspetto chiaro ed esatto i metodi impiegati per l' analisi dei differenti prodotti dell' industria e del commercio.

La prima parte è dedicata all' analisi qualitativa e quantitativa dei minerali: la seconda, che tratta dell' analisi quantitativa delle materie organiche, è un' esposizione dei sistemi più recenti e più in uso.

Questa sintesi ristretta, chiara e precisa, dei migliori metodi analitici usati fino ad oggi, abbrevia il lavoro dei giovani costretti a perdere un tempo prezioso nello scartabellare i grossi trattati, ed inoltre, essendo una raccolta nè troppo elementare nè troppo dotta, permetterà a quelli fra [illegible] che conoscono già le manipolazioni elementari, e che si [illegible] o al commercio o all' industria, di risparmiare tempo [illegible] fatica.

GIUSEPPE MAGRI.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES OSCILLATIONS ELECTRIQUES,

per A. TURPAIN.

(Paris, Librairie Scientifique A. Hermann, 1899).

L'A. si è proposto di fare in quest' opera uno studio sperimentale più sistematico e più completo che fosse possibile del campo hertziano e si è limitato a non impiegare nelle sue ricerche che risuonatori filiformi, dello stesso tipo cioè dell' apparecchio immaginato da Hertz. Per ottenere poi un metodo di osservazione più delicato, ha unito un telefono ai risuonatori, dopo essersi assicurato che non ne avrebbe complicato il funzionamento. In principio le ricerche sono volte al campo hertziano a due fili paralleli: uno studio analogo sul campo a un filo permette non solo di enunciare una serie di resultati interessanti, ma anche di dedurre, basandosi su semplici ragioni di simmetria, le proprietà del campo a due fili da quelle del campo ad un solo filo. Ed è appunto dal paragone dei resultati relativi a queste due specie di campo, che l'A. è stato condotto ad immaginare e realizzare un campo a due fili, differente da quello di Hertz, a cui dà il nome di campo interferente.

In un' altra parte del lavoro viene studiato comparativamente il campo hertziano nell' aria e in altri mezzi come l' acqua e l' olio: e in un capitolo speciale sono riunite le leggi

dedotte dalle esperienze descritte e anche quelle derivanti da esperienze già conosciute.

L' opera termina con un capitolo sulle applicazioni delle oscillazioni elettriche alla telegrafia.

Il libro è molto utile a chiunque si dedica a questi studi.

M. ALLEGRETTI.

LA TÉLÉGRAPHIE SANS FILS,

per ANDRÉ BROCA.

(Paris, Gauthier-Villars, Ed. 1899).

Questo libro è dedicato a coloro i quali, senza essere degli specialisti, amano tuttavia di seguire i progressi della scienza e di tenersi al corrente delle recenti sue applicazioni. Il soggetto trattato dall'A. non potrebbe destare maggiore interesse oggi in cui ognuno ha letto i resultati ottenuti colla telegrafia senza fili; nè potrebbe esser più utile perchè fa conoscere, in modo accessibile a tutti, su quali principii sia essa fondata.

Perchè poi la semplicità dell' opera non venisse affatto alterata, l'A. non si è per niente astretto a seguire l' ordine cronologico: tanto che alcune esperienze del Blondlot sono descritte prima di quelle di Hertz solo perchè esse delineano il passaggio insensibile della telegrafia coi fili a quella senza fili. E per procedere razionalmente a porre in rilievo questo passaggio, sono premessi alcuni cenni sulla telegrafia coi fili da cui di tappa in tappa si giunge fino alla telegrafia senza fili.

Termina l' interessante e pregevole opera una breve esposizione della teoria della propagazione delle onde lungo un conduttore.

M. ALLEGRETTI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXVIII. Giugno [illegible]

FERY M. *Nuovo metodo galvanometrico* (pp. [illegible]393). — L'A. in una sua nota [1]) precedente, svolse alcune [illegible]razioni sul modo di aumentare la sensibilità dei galvanomet[illegible] mobile. Impiegando però tali considerazioni, esse impedis[illegible]li usufruire dei metodi ordinari per determinare l' intensità [illegible]a corrente che attraversa il galvanometro stesso. In questa sua nota dimostra analiticamente e poi coll' esperienza, che tale misura si può fare con una grande precisione determinando la velocità che prende il sistema mobile.

LE CHATELIER H. *Sopra la dilatazione delle leghe metalliche* (pp. 1444 1447). — L'A. dopo avere accennato ad un suo studio [2]) anteriore sulle leghe metalliche, espone in questa nota i risultati da lui ottenuti sulla misura della dilatazione di queste.

PONSOT A. *Misura diretta della pressione osmotica di soluzioni diluitissime di cloruro di sodio* (pp. 1447-1448). — L'A. ha eseguita questa misura servendosi del metodo già da lui impiegato per le soluzioni di zucchero di canna [3]). I valori che ottiene per la pressione osmotica nelle differenti esperienze che esegue nelle soluzioni diluitissime di NaCl, sono tutti compresi fra 1,76 e 1,81.

LEDUC S. *Raggi emessi da una punta elettrizzata* (pp. 1448-1449). — L'A. trova che questi raggi posseggono le proprietà dei raggi violetti ed ultra-violetti dello spettro.

BLONDLOT R. *Forza elettromotrice prodotta in una fiamma per l' azione magnetica* (pp. 1497-1498). — L'A. dimostra con alcune esperienze che una fiamma a ventaglio posta fra i pezzi polari di un elettrocalamita di Ruhmkorff è la sede di una forza elettromotrice di cui determina la direzione e il senso. Tale fenomeno è spiegato dall'A. in questa maniera. Sia il piano della fiamma disposto parallelamente alle superfici polari. I gas caldi che costituiscono la fiamma hanno un movimento continuo di ascensione. In questo corpo conduttore animato di una velocità costante normale alle linee di forza del campo, deve, per le leggi sull' induzione

1) Comptes rendus, 13 Marzo 1899.
2) Bulletin de la Société d'Encouragement.
3) Comptes rendus, 29 Novembre 1897

elettromagnetica, prodursi una f. e. m. normale alla forza del campo e alla velocità di traslazione. La f. e. m. osservata dall'A. ha appunto un senso o una direzione conformi al resultato di questo ragionamento.

Gutton C. *Comparazione delle velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche nell' aria e lungo i fili* (pp. 1508-1511). — Le esperienze di Sarasin e de la Rive hanno stabilito che le onde elettromagnetiche si propagano nell' aria e lungo i fili con una stessa velocità. Questi fisici hanno fatto agire successivamente sopra un risonatore le onde che si propagavano lungo un filo e le o[illegible] si propagavano nell' aria e hanno mostrato che in ogni c[illegible] lunghezza d' onda del risonatore era la stessa.

L'A. utilizzando la grande sensibilità del tubo di Branly, ha eseguito alcune esperienze, basate sopra un principio differente e che permettano di comparare le velocità di propagazione delle onde elettriche lungo i fili e nell' aria, senza impiegare dei risonatori e senza misurare la lunghezza d' onda.

Col metodo dell' A. l' uguaglianza di queste due velocità è verificata a meno di $^1/_{200}$.

Bordier H. e Salvador. *Azioni elettrolitiche osservate nella vicinanza di un tubo di Crookes* (pp. 1511-1513). — Gli A. hanno posto, vicino ad un tubo di Crookes una soluzione saturata di solfato di rame nella quale tuffavano due lamine pure di rame. Il tubo era disposto al disopra dell' elettrolito, in maniera che le lamine piegate ad angolo retto, fossero vis-a-vis agli elettrodi del tubo. Allorchè la corrente del rocchetto era passata un certo tempo, le due lamine dell' elettrolito erano riunite ad un galvanometro. Gli A. hanno trovato che avanti il passaggio della corrente eccitatrice nel tubo, le lamine di rame riunite al galvanometro non davano nessuna deviazione nello specchio di questo; ma si faceva passare la corrente del rocchetto nel tubo, si constatava dopo alcuni minuti, che l' imagine dello specchio sulla scala graduata si spostava un poco al momento in cui si chiudeva il circuito dell' elettrolito sul galvanometro, e tale spostamento andava aumentando con il tempo. Gli A. esaminando il senso della deviazione del galvanometro, hanno trovato che la corrente è diretta nel circuito esterno all' elettrolito, dalla lamina posta in faccia l' anodo del tubo, verso l' altra lamina. Vi è dunque formazione di una forza elettromotrice di polarizzazione nell' elettrolito e gli A. hanno costatato che la polarizzazione degli elettrodi, non era dovuta all'azione dei raggi X prodotti nel tubo di Crookes ma alla scarica oscura derivata, a partire dall' anodo e dal catodo del tubo; ciò

che equivale ad una corrente costante di alta tensione, ma di debole intensità che si formerebbe attraverso l' elettrolito.

Infine gli A. si sono proposti di studiare se le azioni elettrolitiche così prodotte nella vicinanza di un tubo di Crookes variavano 1° con la distanza del tubo all'elettrolito; 2° con la resistenza interna del tubo.

Osmond F. *Sopra gli acciai da calamite* (pp. 1513-1516). — In tale nota l'A. espone i risultati di alcune sue ricerche sugli acciai *quasi temperati* cioè sugli acciai che si ottengono per l' addizione agli acciai a carbone di alcuni corpi estranei (Mn, Ni, Cr, Tu) in proporzioni convenienti. L'A. studia questi [illegible] riguardo appunto al trattamento cui debbono esser sottopo[illegible] [illegible]e ottenere da essi delle buone calamite.

L' interesse di questi acciai *quasi temperati* per la fabbricazione delle calamite è dovuto a una doppia circostanza: la tempera è evitata e le proprietà magnetiche sono costanti in tutta la massa.

D'Arsonval. *Azione di alcuni gas sul caoutchouc* (pp. 1545-1546). — Con semplici esperienze l'A. dimostra che l' acido carbonico passa molto facilmente attraverso il caoutchouc. L'ossigeno vi passa ugualmente ma in maniera più lenta. Finalmente l'azoto è, fra questi tre gas, quello che si può mantenere più a lungo tempo sotto pressione in un recipiente di caoutchouc.

De Coppet L. C. *Sulla temperatura del massimo di densità delle soluzioni acquose dei cloruri alcalini* (pp. 1559-1561). — L'A. eseguisce tale ricerca adoprando delle soluzioni di cloruro di potassio, sodio, litio e rubidiò chimicamente puri. Il metodo usato è quello che l'A. ha descritto in un suo precedente lavoro [1]) introducendovi talvolta qualche lieve modificazione.

Dèvé Ch. *Sopra un facometro a oscillazioni* (pp. 1561-1564). — Tale istrumento che l'A. descrive, serve a misurare con precisione le curvature delle superfici ottiche, le loro distanze focali, le loro aberrazioni ecc.; inoltre si presta alla misura degli indici di rifrazione delle lenti col metodo di auto-collimazione diretta di Ad. Martin.

De Gramont A. *Sopra uno spettroscopio da laboratorio a dispersione ed a scala regolabili* (pp. 1564-1568).

Lienard. *A proposito di una Nota del Pellat, sulla polarizzazione dei dielettrici* (pp. 1568-1569). — Il Pellat in una sua nota [2]) indica che contrariamente a ciò che si aveva pensato an-

1) Annales de Chimie et de Physique, 7. serie, t. 3, 1894.
2) Comptes rendus, t. 128, p. 1312.

teriormente, la teoria della polarizzazione fittizia dei dielettrici conduce, in un caso che esamina, alle stesse conseguenze delle altre teorie, ma si domanda se tale accordo persisterebbe in tutti i casi immaginabili. L'A. si propone appunto di mostrare in questa sua nota, che tale accordo sussiste sempre.

E. PASQUINI.

The Physical Review. Volume IX, Settembre 1899.

ATWATER O. W. e ROSA E. B. *Un nuovo calorimetro per* [illegible] *ed esperienze sulla conservazione dell' energia nel corpo* [illegible] - I (pp. 129-163). — Scopo di questa Memoria è di descrivere [illegible] nuovo e grandissimo calorimetro per la misura del calore svolto nella respirazione, ed alcune esperienze fatte sulla conservazione dell' energia nel corpo umano. Apparecchi ed esperienze sono scelti in guisa da studiare le trasformazioni della materia e dell' energia negli organismi viventi. Questo studio è interessante sia per sapere, per quanto è possibile, se la legge della conservazione dell' energia vale pel caso degli organismi viventi, sia, per conoscere, in qualche modo, il valore e l' uso del cibo.

In questa prima parte gli A. descrivono il loro grande calorimetro.

KESTER F. E. *Un metodo per lo studio dei solfuri fosforescenti* (pp. 164-175). — Consiste nel far ruotare intorno al suo asse un cilindro della sostanza da esaminare, ed illuminarlo da un lato attraverso un' apertura vicinissima. La luce viene esaminata mediante uno spettrometro, la fenditura del quale è diametralmente opposta all' apertura illuminante. Il solfuro da studiare viene applicato sulla superficie d' un cilindro di bronzo mediante una vernice opportunamente scelta.

La sorgente luminosa adoprata è il sole o una lampada ad arco. Per misurare l' energia nella regione dello spettro che eccita la fosforescenza l'A. adopra il radiometro di Crook ed indica le difficoltà incontrate nella sua costruzione.

Il campione pei confronti fotometrici è una superficie d' ossido di magnesio illuminata da una fiamma d' acetilene alimentata da un getto di gas a pressione costante. La luce diffusa da questa superficie ricuopre la metà inferiore della fenditura del collimatore passando attraverso due nicol. Girando opportunamente uno di questi si rende uguale l' intensità della luce campione a quella di fosforescenza, la cui intensità verrà misurata da $\text{sen}^2\theta$, se θ è l' angolo che fanno fra loro le sezioni principali dei due nicol.

La velocità del cilindro varia da 0,03 secondi a 7 o 8 secondi per rivoluzione.

L'A. applica il metodo allo studio della fosforescenza del solfuro di calcio, e determina le curve che mostrano la relazione fra la intensità di fosforescenza e la intensità d'illuminazione, fra la luminosità e la larghezza dell'apertura che dà il raggio illuminante, fra la intensità di fosforescenza e la velocità di rotazione del cilindro, fra la lunghezza d'onda della luce eccitante e quella della luce emessa. Trova poi che ad ogni intensità di fosforescenza il valore dell'aumento di luminosità durante l'illuminazione, e quello della diminuzione dopo l'illuminazione, dipendono d[illegible] tamento precedente che ha subito la sostanza fosforescente.

Hartmann L. W. *Studio fotometrico dei miscugli di acetilene ed idrogeno bruciati nell'aria* (pp. 176-188). — Questo studio è giustificato dalla importanza sempre crescente dell'acetilene nell'illuminazione. L'A. descrive i vari modi che si possono usare nel depurarlo, le varie specie di bruciatori usati, e riporta molte curve che mostrano le relazioni che esistono fra la lunghezza d'onda e l'intensità delle radiazioni emesse da diversi miscugli di acetilene e idrogeno che bruciano nell'aria.

Ramsey R. R. *Studio fotografico di pile elettrolitiche* (pp. 189-190). — L'A. applica allo studio delle azioni elettrolitiche il principio di un apparecchio usato da Töpler nel 1876. Un sistema di lenti fa cadere l'imagine di una sorgente, sulla parete di una camera oscura d'una macchina fotografica, la quale viene illuminata uniformemente se il mezzo interposto fra due fenditure, che guidano un fascio di luce, è omogeneo. Se questo non succede, la luce viene intercettata in alcune porzioni. La omogeneità del mezzo può alterarsi col riscaldare l'aria, o coll'introdurre fra le due fenditure sia un vaso con liquidi di diversa densità, sia una pila elettrolitica percorsa da una corrente. In quest'ultimo caso l'A. ha ottenuto sei fotografie che mostrano le varie alterazioni apportate nella densità dalla corrente lanciata in un senso o nell'altro.

G. Ercolini.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 29. N. 1.

Marchis L. *Le continue modificazioni del vetro e lo spostamento dello zero nei termometri — I. Influenza dei cambiamenti di temperatura sullo spostamento dello zero dei termometri* (pp. 1-26). — È un sunto fatto dall'autore stesso della sua « Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Bordeaux » Paris, A. Her-

mann 1898. *Memoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux.*

Secondo il Sydney Young le modificazioni che subiscono i vetri dei termometri dipendono da vere e proprie trasformazioni la cui velocità è funzione della temperatura e della natura del vetro. Tali trasformazioni non dipendono da un regolare riscaldamento ad una temperatura costante elevata purchè si voglia, ma dai disequilibrii forti di temperatura, come le considerazioni matematiche sviluppate dall' autore in relazione alle considerazioni teoriche del Duhem lasciano prevedere.

[illegible] O. *Calore, energia, entropia* (pp. 27-50). — L'A. [illegible] l'argomento diffusamente riferendosi ai suoi precedenti lavori (*Wied. Ann.* 61, pp. 705, 1897; 62, pp. 652, 1897; 64, pp. 519, 1898); riguardo alla teoria dei fenomeni calorifici. Il modo di esprimere il calorico, anche come si esprimeva per l' addietro, si ricollega al modo di esprimere gli altri fenomeni calorifici di natura differente. Il concetto di quantità di calore che si esprime anche come « scarica termica » è in qualche modo analogo alla espressione « scarica elettrica ». L' applicazione delle considerazioni teoriche ai processi irreversibili mostra pure che anche in questo caso generale la scarica termica entra nello stesso rapporto che l' entropia nella termodinamica.

Tammann G. *Sulla velocità di cristallizzazione.* III (pp. 51-76). — (Cfr. *Zeitsch. phys. chem.* 28, 96, e *Nuovo Cimento*, Agosto 1899). L' aumento della velocità di cristallizzazione che avviene in principio del raffreddamento, l'A. l' attribuisce alla presenza di piccole particelle di metalli per le quali viene aumentata la conducibilità termica alla superfice dei cristalli.

Il Bogoyawlensky interpetra il fenomeno diversamente (*Zeitschrift phys. chem.* 27, 585).

Il benzofenone presenta una velocità di cristallizzazione stazionaria. È riferito il calorico specifico dell' assiolo, del benzofenone e del betolo in funzione della temperatura. Cristalli polimorfi della medesima sostanza mostrano delle differenze nella velocità di cristallizzazione. Per il benzofenone fu misurata la velocità di trasformazione da una modificazione labile ad una altra stabile.

Jahn Hans. *Polarizzazione galvanica nelle soluzioni di solfati alcalini* (pp. 77-88). — Anche per le soluzioni di solfati alcalini l'A. trova, come già aveva constatato per le soluzioni di acidi diluiti, (*Zeitsch. phys. chem.* 26, 335) che la polarizzazione dipende dalla intensità della corrente, ed è espressa dalla relazione $p = \Phi + \gamma \log I$, dove p = polarizzazione, I intensità della corrente, Φ e γ sono costanti.

L'A. conferma tale relazione determinando la perdita del calore nella elettrolisi di Li_2SO_4, Na_2SO_4 e $(NH_4)_2SO_4$ a seconda della intensità della corrente e della temperatura.

I risultati dell'A. sono riepilogati nello specchietto seguente.

		Intensità della corrente in ampère	POLARIZZAZIONE	
			dalla perdita di calore	secondo la formula legar.
Na_2SO_4	0°	0,011847	2,55 volt	2,51
	40°	0,012543	2,42	2,42
Li_2SO_4	0°	0,012454	2,65	2,61
	40°	0,012896	2,45	2,47
$(NH_4)_2SO_4$	0°	0,013963	2,39	2,35
	40°	0,013814	2,23	2,24

GOLDSCHMIDT HEINRICH e SALCHER M. RICHARD. *Studi sulla aminolisi* (pp. 89-118). — Gli A. chiamano « aminolisi » la dissociazione di sali delle amine determinata da un solvente che non sia l'acqua, per analogia al fenomeno della idrolisi. Gli A. sperimentano con soluzioni in anilina di un sale di anilina stessa e di una base libera; aggiungendo un diazoamidocomposto calcolano la velocità di trasformazione nell'amidoazocomposto.

I sali di anilina impiegati sono quelli dell'acido cloridrico, bromidrico, nitrico e O.nitrobenzolico; le basi la chinolina, piridina, chinoldina, x picolina, *s* collidina, dimetilbenzilamina, dietilbenzilamina, trietilamina. La costante aminolitica per ogni singola base è assai differente e varia nello stesso senso che la costante K di affinità della base stessa.

MAEY E. *Le combinazioni del Li, Na, e K col Hg determinate del loro volume specifico* (pp. 119-138). — Sulla natura di tali combinazioni già lavorarono il Berthelot (*Ann. de chim. e de phys.* (5), 18, 433, 1879) determinandone il calore di formazione; poi istituirono esperienze diretto il Krant e Posp, e Kerp (*Zeits. Anorg. Chem.* 17, 284, *Cen. Blatt.* 98, II, 533).

L'A. prepara con tutte le precauzioni volute dalla ossidabilità dei composti, alcune amalgame di differente concentrazione e ne determina il peso specifico. Ora nella ipotesi che il volume

specifico della soluzione sia una funzione lineare della sua composizione l'A. calcola il punto in cui la curva dei volumi cambia la sua direzione.

Dall' esame della lega che si presenta cristallina, nelle screpolature che si formano nella massa, l' autore determina il composto cristallino che si forma per la reazione del metallo alcalino con il mercurio.

L'A. crede poter stabilire i seguenti composti cristallini. $NaHg_8$, $NaHg_2$, $NaHg$; KHg_{11}, KHg_5, KHg_3, KHg_2, KHg; $LiHg_3$, [illegible], LiHg, Li[illegible]Hg.

[illegible] C. *Relazione fra lavoro osmotico e pressione osmo*[illegible] (pp. 139-146). — L'A. sul modo di argomentare e di calcolare la relazione fra lavoro osmotico e pressione osmotica ideata dal Noyes (Cfr. *Zeitsch. physik. chem.* 28, 220, *N. Cim.* (4), 9. 146) solleva l' obbiezione, che il sistema non è realizzabile, anche per il fatto che non si può impiegare nel calcolo la pressione negativa, che il Noyes ammetteva straordinariamente piccola.

Quanto poi alla obbiezione che il Noyes fa all'A. che la pressione che sostiene il lavoro osmotico rimane costante durante la dilatazione mentre in realtà diminuisce, non è capitale, poichè l' abbassamento di pressione si può rendere piccolo come si voglia.

Bodenstein Max. *Le reazioni dei gas nella cinetica chimica. Velocità di reazione e falso equilibrio* (pp. 147-158). — È la prima parte del lavoro che l'A. verrà pubblicando. In questa si limita alla storia, e alla bibliografia, su quanto fu fatto sull' argomento, e indica inoltre l' indirizzo che seguirà nelle sue esperienze.

Van Laar J. J. *Ultima parola in risposta alla no'a del sig. Noyes* (pp. 159-161). – (Cfr. *Zeitsch. physik. chem.* 28, 431 e *N. Cim.* IV, vol. X, 237). L'A. spiega la ragione della diversità dei numeri suoi da quelli del Noyes riguardo al calore di soluzione; in quanto che il Noyes nei suoi calcoli si riferisce alla formula del van 't Hoff (la quale fu provata sperimentalmente solo per gli elettroliti completamente dissociati) invece di riferirsi alla formula teorica, vale a dire al calore di soluzione in prossimità alla soluzione satura. Cosicchè invece della tangente egli prese il seno e ciò non conduce a risultati esatti.

Tanatar S. *Sui perborati* (p. 162). — I perborati anche in un ambiente affatto privo di Co_2 si decompongono spontaneamente col tempo. Nel corso di un anno il sale ammonico è per la maggior parte decomposto, il sale sodico perde il 30 % dell' ossigeno combinato. Per azione del cloro e ipocloriti alcalini sugli ortoborati non si ottengono perborati. Questi per azione dell' elettrolisi in presenza di ipocloriti e ossido di cobalto si decompongono dando O_2.

R. Salvadori.

Physikalische Zeitschrift. N. 1 e 2. 1° Ottobre 1899.

Barus C. *L'azione dell'acqua sul vetro caldo* (pp. 3-5). — V. *Nuovo Cimento*, Vol. X, serie IV, pag. 239.

Schaum Karl. *Sui movimenti di cristalli in soluzione* (pp. 5-6). — Piccoli cristalli di alcune sostanze facilmente solubili nell' acqua, posti sulla superfice di separazione di mercurio con acqua, si muovono come la canfora sull' acqua. I movimenti diventano più rapidi sostituendo all' acqua soluzioni di H_2SO_4, HNO_3. Si possono rendere progressivi, rotatori, ecc. La velocità aumenta colla solubilità dei cristalli. Esperienze fatte per v[illegible]ficare se abbia influenza la tensione superficiale del mercur[illegible] hanno dato risultato positivo.

Wachsmuth R. und Bergwitz K. *Determinazione di capacità mediante la doppia rifrazione elettrica* (pp. 7-8). — Tra due nicol incrociati si hanno due condensatori piani ed uguali, immersi nel solfuro di carbonio di due vasi distinti; i dischi di un condensatore sono orizzontali, quelli dell' altro verticali, invece i piani di polarizzazione dei nicol sono inclinati a 45°. Nelle condizioni ordinarie un raggio di luce attraversando un nicol e i due condensatori, è estinto dall' altro nicol; ma se si carica uno dei condensatori con una macchina elettrica, il campo dei nicol diventa luminoso, e si riottiene l' estinzione, caricando anche l'altro allo stesso potenziale.

Lo stesso avviene se le cariche sono dovute a correnti alternate. In questo caso una capacità inserita in uno dei rami che contengono i due condensatori, vi produce uno spostamento di fase per cui il campo dei nicol diventa chiaro, finchè non si inserisca una capacità eguale nell' altro ramo.

In questo modo mediante un condensatore campione si possono misurare, con buona approssimazione, capacità inferiori a 150 unità el. stat. Per capacità maggiori bisogna modificare alquanto il metodo.

Heinke C. *Sopra correnti periodicamente variabili* (pp. 8-9).

Riecke E. *Contributo alla dinamica delle vibrazioni in serie di uno spettro a linee* (p. 10).

Wien W. *Sul calore sviluppato nella scarica elettrica* (pp. 10-11). — L'A. si propone di determinare se il lavoro corrispondente al passaggio dell' elettricità nei gas rarefatti, si trasforma in parte notevole in energia elettromagnetica irradiata, a deprimento del calore Joule.

Perciò pone un tubo a vuoto in un calorimetro a ghiaccio, e misura il calore sviluppato in 10 minuti dalla corrente fornitagli

da una batteria di accumulatori. Misura questa corrente; la tensione agli elettrodi, e trova che le differenze tra il calore calcolato e il calore misurato sono piccole, e semplicemente dell' ordine di grandezza degli errori sperimentali.

ELSTER J. und GEITEL H. *Su un apparecchio per misurare la dispersione dell' elettricità nell' aria* (pp. 11-14). — L' apparecchio è l' elettroscopio dell' Exner con alcune modificazioni fatte per adattarlo allo scopo e aumentarne la sensibilità. L' apparecchio giunge ad indicare l' aumento della dispersione dovuta alla presenza di sostanze attive poste in una stanza vicina. Con esso gli A. verificano che la dispersione dipende dalle condizioni atmosferiche, in pianura è eguale tanto per l' elettricità positiva quanto per la negativa; aumenta per tutte e due nelle valli; sulle cime dei monti prevale la dispersione dell' elettricità negativa, vicino alle cadute d' acqua prevale quella dell' elettricità positiva.

I fatti si spiegano bene ammettendo che l' aria contenga particelle cariche alcune di elettricità positiva altre di negativa.

Van der LEE N. J. *Influenza della pressione sulla temperatura critica di mescolanza* (pp. 14-15).

HEIDWEILLER A. *Osservazioni sulla deviazione elettrostatica dei raggi catodici* (pp. 15-16). — Si dispone il tubo del Röntgen in modo da ottenere su una sua parete un' ombra netta dell' anticatodo. Se le scariche sono così deboli da destare una debole fluorescenza, appena visibile al buio, avvicinando al tubo un bastone di ebanite strofinato, l' ombra si dilata per un istante, e si restringe invece avvicinando un bastoncino di vetro.

La variazione è più duratura ponendo l' anticatodo in comunicazione col suolo.

GIESEL F. *Sul radio e sul polonio* (pp. 16 17).

ABBEG R. und BOSE E. *Come vari la velocità di diffusione di elettroliti, quando ad essi se ne aggiunga un altro avente un ione comune* (pp. 17-18). — Dalle teorie del Nernst delle pile a concentrazione e della diffusione, si deduce che aggiungendo a due soluzioni diversamente concentrate di un elettrolita, un altro elettrolita avente col primo un ione comune, e la stessa concentrazione in ogni punto, i due ioni del primo elettrolita si devono muovere per diffusione colle loro velocità naturali.

Effettivamente si abbiano due tubi molto lunghi, contenenti una soluzione diluita di HCl, posta sotto acqua arrossata mediante fenolftaleina e tracce alcaline, l' altro la stessa soluzione di HCl, satura di KCl, sotto una soluzione di KCl arrossata nello stesso modo. Si vede che la decolorazione e quindi il ione H', procede più speditamente nel secondo che nel primo. Inversamente se si

ha una soluzione diluita di $H_2Cr_2O_7$ posta in un tubo sotto acqua, nell' altro tubo unita ad H_2SO_4 sotto una soluzione di H_2SO_4, si vede la soluzione, e quindi il ione Cr_2O_7'', avanzarsi più rapidamente nell' acqua che nell' acido.

Azioni analoghe si osservano sostituendo agli acidi le basi.

Occorre che l' elettrolita aggiunto sia in quantità grande rispetto a quello esistente.

Battelli A. und Magri L. *Sui raggi anodici e sui catodici* (pp. 18-20).

Thomson J. J. *Sulle masse delle particelle cariche di elettricità negativa nei gas a basse pressioni* (pp. 20-22). — L'A. fondandosi sulla dispersione dell' elettricità negativa nei gas rarefatti, cagionata dalle radiazioni ultraviolette, sull' influenza che ha su di essa un campo magnetico, e tenendo conto dei risultati dovuti ad altre esperienze, conchiude che le particelle che trasportano nei gas rarefatti l' elettricità negativa, hanno una massa eguale a circa $^1/_{700}$ di quella di un ione di idrogeno. Per contro le particelle cariche positivamente avrebbero all' incirca la massa dell' atomo. L' elettrizzazione di un gas avverrebbe mediante lo spezzamento dell' atomo in porzioni; di cui una, o più, piccolissime, cariche negativamente, mentre il rimanente avente circa le stesse proporzioni dell' atomo, sarebbe carico positivamente; le prime riunendosi o staccandosi dall' atomo ne variano la carica, e agiscono come i veicoli dell' elettricità. A. Amerio.

Communications from the physical laboratory at the University of Leiden. N. 49 e 50.

Siertsema L. H. *Misure sulla rotazione magnetica del piano di polarizzazione nell' ossigeno a diverse pressioni* (pp. 1-6). — In alcuni suoi precedenti lavori l'A. ha supposto che la rotazione sia proporzionale alla densità del gas. In questo egli cerca sperimentalmente se tale supposizione è accettabile, e trova che per l' ossigeno, da 38 atmosfere fino a 100, essa è pienamente giustificata.

Kamerlingh Onnes H. *Manometri campioni a gas* (pp. 1-21). — È la descrizione di un apparecchio molto preciso attualmente in uso nel laboratorio di Leida. G. Ercolini.

FINE DEL VOLUME X. SERIE IV.

AUGUSTO ROVIDA

Il 13 Novembre dell' anno corrente spirava nella sua villa di Cascine Bovati il Prof. Augusto Rovida, membro della Società di Fisica e collaboratore del *Nuovo Cimento.*

Egli era nato a Milano nel 1868, e aveva compiuto brillantemente i suoi studi al Politecnico di Milano, dove prese l' abilitazione all' insegnamento di fisica, e all' Università di Pavia, dove si laureò.

Poco di poi egli fu chiamato al posto di Assistente nell'Istituto di fisica dell' Università di Pisa, dove tutti rimpiangono vivamente la sua perdita immatura; e dopo due anni per concorso veniva eletto professore al R. Liceo di Benevento, donde passò a quello di Urbino. Quivi venne pure incaricato dell'insegnamento all' Università e della direzione dell' Osservatorio metereologico; ne partiva il Luglio scorso, portando seco il terribile morbo che doveva condurlo alla tomba.

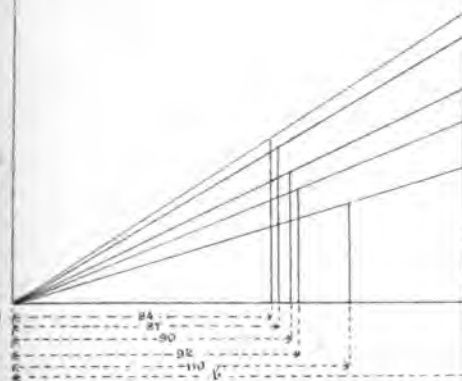
Aveva scritto 7 memorie su temi di meccanica e di elettricità; ma era questo il momento in cui si era dato con maggior lena e con fede giovanile ai suoi studi prediletti : e stava già attivamente attendendo a ricerche sulle « oscillazioni elettriche », quando la morte lo colpì.

Noi mandiamo alla sua cara memoria il saluto più affettuoso.

G. Targetti

1.ª Esperienza

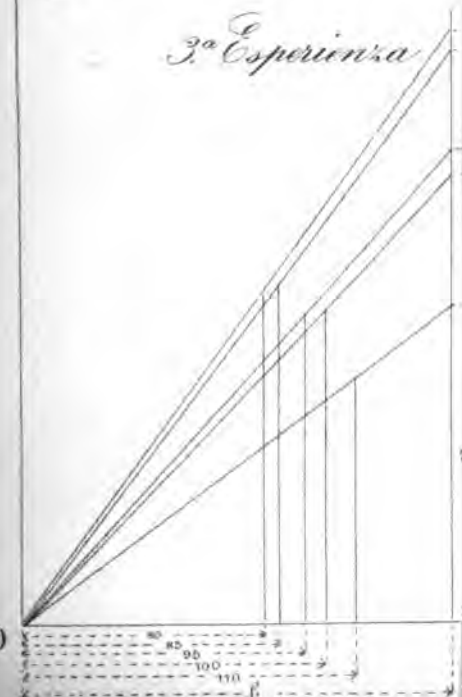
T

O

84
87
90
92
110
t

T

3.ª Esperienza

O

80
85
95
100
110
t

VERBALI

DELLE ADUNANZE TENUTE NELLA TERZA ASSEMBLEA GENERALE

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

DURANTE

IL CONGRESSO NAZIONALE DEGLI ELETTRICISTI A COMO

PEL CENTENARIO DELLA PILA

dal 18 al 23 Settembre 1899

Prima seduta.

(21 Settembre, mattina).

La terza Assemblea della Società Italiana di Fisica è dal Presidente Professore A. Ròiti dichiarata aperta alle ore 9. Sono presenti una cinquantina di Soci, e scusano la loro assenza i Professori Naccari, Sandrucci e Vicentini.

Sono pure presenti gli ospiti Signori:

Ayrton di Londra — Hospitalier di Parigi — Lemström di Helsingförs — Mascart e Pellat di Parigi — Pockels di Dresda — Riecke di Gottinga — Silvanus Thompson di Londra — Sarasin di Ginevra — Voigt di Gottinga — Wiedemann di Erlangen.

Segretari dell' Assemblea sono nominati i Soci Cirri ed Oddone.

Il Presidente, dopo un saluto agli illustri Colleghi esteri ed un caldo ringraziamento al Sindaco di Como ed ai Comaschi, espone l'operato della Presidenza e del Consiglio durante l'anno 1898-99.

È un fatto compiuto l'aumento di due ore settimanali per la Fisica nei Licei, ed è mercè i buoni uffici del Presidente scaduto, Senatore Blaserna.

Per quanto riguarda la questione, sollevata l'anno scorso dal Socio C. Marangoni, del desiderato coordinamento fra i due insegnamenti della Matematica e della Fisica nei Licei, il

Ministero ha già uno schema di programma, compilato in conformità ai nostri voti dal Prof. E. D'Ovidio e dal Prof. R. Bettazzi, ed il Presidente ha motivo di ritenere che sarà nominata una Commissione per esaminarlo.

Al desiderio manifestato l'anno scorso di migliorare il programma della Fisica anche negli Istituti Tecnici, aggiungendo, secondo proposta del Socio E. Castelli, al 2° anno un corso di Meccanica e lasciando il resto della Fisica al 3° anno, vi è dubbio che si oppongano alcune incompatibilità coi programmi di Matematica; per cui la Presidenza opina che i Soci, i quali insegnano od hanno insegnato negl'Istituti Tecnici, si accordino in una proposta da mettersi in votazione nell'ultima seduta. Essi saranno perciò convocati dal Prof. Mazzotto.

Una modificazione nel Consiglio si era imposta per la nomina a Chieti del Bibliotecario Prof. Pasquini, il quale fu sostituito provvisoriamente col già Vice-segretario Dott. Pandolfi, mentre per Vice-segretario s'incaricò il Dott. Ercolini. Il Consiglio a questo proposito ritiene convenga modificare l'art. 4° dello Statuto affinchè il Vice-segretario abbia la medesima residenza del Presidente e scada insieme con lui. Dovendo ritoccare quest'articolo, il Presidente stima opportuno modificarne la forma anche in altri punti per toglier di mezzo alcuni dubbi che si presentano nell'applicarlo.

Consegna ai Segretari la nuova formola dell'articolo affinchè tutti ne prendano cognizione, e si possa deliberare in proposito nell'ultima seduta.

Consegna pure ai Segretari due articoli che propone di aggiungere al Regolamento per le esazioni.

Il Presidente, mercè lo zelo spiegato specialmente dai Soci Professori Stefanini e Sella, lascia sperare che per l'anno venturo sia già pubblicato l'Indice generale del *Nuovo Cimento*. Egli ha pensato che fosse interessante comprendere in quest'Indice anche i lavori italiani di Fisica sparsi negli Atti delle varie Accademie, ed in quest'ordine si è assicurato le schede delle principali raccolte. Prega i Soci a fornire gli schedari delle Società rimanenti.

A coloro che vorrebbero qualche modificazione nella compilazione del *Nuovo Cimento* suggerisce una concertazione

coi Soci Direttori presenti, Professori Battelli e Volterra, i quali vorranno riferirne nella nostra ultima seduta.

Per la questione dello studio delle *Seiches*, raccomandata, dietro proposta del Socio Volterra, con voto nell'adunanza di Torino, il Presidente ha pregato S. E. il Ministro della Pubblica Istruzione a voler sussidiare queste ricerche. Ed il Ministro fu sollecito a rispondere che metteva a nostra disposizione lire 1500 ripartite in due esercizi. La prima rata di lire 750 fu già riscossa. A nome della Società il Presidente ha ringraziato.

Il Prof. Tacchini, Direttore del R. Ufficio centrale di Meteorologia e Geodinamica, si mostrò pure favorevolissimo a queste ricerche, e vi si adoprò con alacrità così da ottenere dal Ministero di Agricoltura, Industria e Commercio un assegno speciale, e da interessare il Genio Civile per la collocazione degli apparecchi registratori a Salò sul lago di Garda. Gli strumenti sono stati prestati dal R. Istituto geografico militare mercè la solerzia del Presidente, il quale ne affidò la riduzione opportuna al Prof. Chistoni.

Nominando il Prof. Tacchini, il Presidente si dice rattristato dal pensiero che colui che fece tanto per la Meteorologia e la Geodinamica, e così oculatamente diresse la carta magnetica d'Italia, abbia rinunziato alla direzione dell'Ufficio centrale, che egli con rara energia seppe così bene fondare e disciplinare. Tutta l'Assemblea s'associa alla proposta di ringraziarlo ed esprimergli il dispiacere che egli abbia abbandonata a sè l'opera sua. Fa voti perchè il successore spieghi un eguale interesse, anche per lo studio delle *Seiches*.

Il Presidente fa cenno dell' omaggio reso, per deliberazione del Consiglio, al Prof. Felici, nostro Presidente Onorario, nell'ottantesimo anniversario della sua nascita. La traduzione delle memorie di Lui sull'induzione elettro-dinamica, il Socio Dessau ha già compiuta, e si deve rinnovare un ringraziamento al Prof. Wiedemann qui presente che si assunse di scrivere un cenno biografico del festeggiato e farne accogliere il lavoro nella Raccolta dei Classici nelle scienze esatte, iniziata dal Prof. *Ostwald*, e continuata dal Prof. *von Oettingen*.

*

Al suo Presidente Onorario la Società Italiana di Fisica invia plaudendo, ancora un saluto, prima di cominciare i suoi lavori.

Le comunicazioni scientifiche si iniziano colla lettura, che dà il Prof. Somigliana, di una lettera inedita del Volta, diretta probabilmente ad uno scienziato ginevrino, dalla quale risulta che il sommo Comasco sul principio del secolo già si era occupato del fenomeno delle *Seiches* ed aveva impreso interessanti osservazioni sulla Meteorologia del lago di Como [1]).

Segue il Prof. Chistoni il quale spiega il modo in cui ridusse un mareografo a limnimetro e presenta i diagrammi ottenuti tanto su d'un pozzo fontanile a Modena, quanto nel recente impianto di Salò. Parla il sig. Ed. Sarasin per rammentare il suo limnimetro portatile, non senza prima portare al Congresso il gradito saluto della Società di Fisica e Storia Naturale di Ginevra e recarci in dono un esemplare di lusso dell'importante lavoro da lui eseguito insieme col sig. L. De la Rive sull'interferenza delle ondulazioni elettriche.

Il Presidente ringrazia.

L'adozione del limnimetro Sarasin è raccomandata dal Socio Blaserna, il quale lo dichiara notevolmente superiore a tutti gli altri dello stesso genere.

Il Prof. Chistoni dice ancora degli interessanti effetti di fulminazione da lui notati al R. Osservatorio G. Montanari posto sul Cimone, mostrando delle punte di nichel parzialmente fuse, ed il Prof. Wiedemann di Erlangen invita gli studiosi a determinare sul Cimone la energia del fulmine coi metodi adoperati dal Pockels in condizioni molto meno favorevoli. Colà si potrebbe anche verificare se la polarità magnetica dei basalti sia veramente dovuta a fulminazioni. — Il Prof. Chistoni è lieto che si propongano studi da fare sul Cimone, dà lode al Tacchini per la torre che vi ha fatto costruire, e invita gli scienziati a giovarsene per vari problemi.

Il Prof. Lemström di Helsingförs legge una nota sui fenomeni elettrici luminosi da lui ottenuti ad alte latitudini in collina e sulle analogie che sembrano mostrare colle aurore

1) Questa lettera sarà pubblicata nel prossimo fascicolo.

polari. Espone ancora i metodi coi quali egli ha cercato di misurare la corrente elettrica dell'aria, che gli è risultata discendente, e raccomanda l'estensione di questi studi. Osserva però il Prof. Wiedemann che con differenza di potenziale così piccola non sarebbe possibile ottenere dall' aria una corrente, a meno che questa non fosse attraversata da scariche oscillanti di grande frequenza; e fa altre riserve.

Il Prof. Volterra di Torino legge una sua Memoria sul flusso di energia.

Dopo avere accennato alla Memoria del Poynting sul moto dell'energia nel campo elettro-magnetico ed a quella del Wien sul moto dell'energia non solo nel caso precedente, ma in quello della elasticità, della idrodinamica e del calore, esamina il caso in cui si tratta delle forze newtoniane e dei sistemi discontinui, e determina le leggi atte a rappresentare come fluisca l' energia meccanica corrispondente in tutto lo spazio, caso tralasciato finora, perchè ritenuto non suscettibile di trattazione, ma che d'altra parte è fondamentale, decisivo per la scienza dell'energia. Il Volterra, con grande semplicità di calcolo, tratta questo caso risolvendolo, indicandone le difficoltà che s'incontrano e dà infine le leggi espresse in vettoriali. Applica poi queste leggi ad alcuni casi particolari, ottenendo risultati che si presentano di una singolare curiosità. Il Volterra finisce segnando quale è la via da percorrere relativamente allo studio del flusso di energia che certamente stabilirà una unità e un nesso nella infinita moltiplicità dei fenomeni.

Seconda seduta.

(21 Settembre, pomeriggio).

Il Presidente annuncia che il Prof. Blaserna, dopo avere presentato alle LL. MM. ed a S. A. R. il Principe di Napoli tre copie della conferenza che di questi giorni il Prof. *Fleming* ha tenuto alla *British Association* in commemorazione di Volta, una quarta copia l'ha destinata alla biblioteca della nostra Società.

Il Prof. Donati di Bologna espone una relazione generale fra le correnti di una rete qualunque di fili conduttori, la quale comprende virtualmente tutta la teoria delle correnti stesse.

Essa relazione può dedursi dalle note formole; ma può stabilirsi anche indipendentemente fondandosi sul principio dell'energia e sul postulato: che per date forze elettromotrici la distribuzione delle correnti sia tale che il calore svolto nella rete risulti massimo. È poi applicabile anche al caso di correnti alternative sinusoidali, mediante l'introduzione degli immaginarii alla maniera nota, volgarizzata da Steinmetz.

Il Prof. E. Stracciati di Roma esordisce ricordando le unità termiche adottate provvisoriamente dalla Associazione Britannica nel 1896, e viene quindi a parlare delle esperienze più attendibili intorno al calore specifico dell'acqua. Si ferma più specialmente su quelle di Bartoli e Stracciati le quali, eseguite con più metodi differenti e con tutte le cure della moderna termometria, meritano la maggior fiducia. Mostra una tavola di risultati numerici facendo rilevare l'accordo fra quelli di Rowland, di Bartoli e Stracciati e quelli posteriori di Griffiths; conclude che, nell'intervallo di temperatura 15°-25°, il calore specifico dell'acqua varia così poco che può riguardarsi come costante. Questo risultato è di capitale importanza per la calorimetria, poichè se si accetta di prendere come unità di calore quella già proposta dal compianto Professor Bartoli, cioè la caloria a + 15° C. del termometro ad idrogeno, si può adoperar l'acqua nelle misure calorimetriche senza far correzioni per la variazione del suo calorico specifico, purchè la temperatura iniziale non sia inferiore a 12° e la finale non superi i 24°.

Passa poi in rassegna le varie unità che sono state usate o proposte quali la caloria a 0°, la caloria media fra 0° e 100°, il calore necessario a fondere 1 g. di ghiaccio ecc.; accenna ai vantaggi che presenterebbero, teoricamente, le unità indipendenti dalla scala delle temperature, ma conclude che, pei bisogni della calorimetria pratica, riesce più comoda e più adatta la caloria a 15°, e si augura che la Società Italiana di Fisica vorrà emettere il voto che venga universalmente adottata.

Termina ponendo in rilievo la differenza fra questa proposta e quella dell'Associazione Britannica.

L'A. B., stabilito che l'erg sia l'unità teoretica C. G. S. di calore, propone di definire la caloria come equivalente a 42 000 000 di erg, lasciando alla esperienza di determinare a quale temperatura debba prendersi l'acqua affinchè, per riscaldarne 1 g. di 1° C. del termometro a idrogeno, occorra quel numero di erg. Secondo le determinazioni di Rowland questa temperatura fu stimata 10°, ma ora dopo il confronto dei termometri di Rowland con quelli del *Bureau international des Poids et Mesures* discenderebbe a 7°, e sarebbe soggetta a variare ad ogni nuova determinazione dell' equivalente meccanico del calore. Invece con la proposta ora presentata alla Società Italiana di Fisica si definisce la caloria fissando con precisione la temperatura dell'acqua, e si lascia alla esperienza di determinare il rapporto fra l'erg e la caloria così definita. La unità termica riesce così invariabile ed indipendente dalla maggiore o minore approssimazione delle misure dell' equivalente meccanico del calore.

Il Prof. Silvanus Thompson rimpiange che non siano presenti nè il Prof. H. F. Weber nè il Prof. Pernet, poichè le recenti determinazioni fatte nel laboratorio di Zurigo confermano i risultati di Griffiths e quindi quelli di Bartoli e Stracciati. Egli, come membro del Comitato dell'A. B., rileva la convenienza che per quantità fra loro omogenee, come sono il calore, il lavoro ecc., si stabilisca una sola unità, indipendente dalle proprietà di qualsiasi sostanza.

Il Presidente Prof. Ròiti riconosce anche lui che per le varie forme di energia l'unità assoluta debba essere unica e precisamente quella già adottata, cioè l'erg col suo multiplo che ha preso il nome da Joule; ma osserva che spesso torna comodo, per non dir necessario nella pratica di ricorrere a qualche unità sussidiaria. Sulla scelta dell' unità sussidiaria per le determinazioni calorimetriche pare che l' accordo non sia lontano a stabilirsi, poichè tutta la differenza si riduce a questo: che alcuni vogliono fissare definitivamente il rapporto fra l'unità assoluta e l' unità sussidiaria, la quale dovrebbe andar ritoccata via via che si perfezioneranno le determi-

nazioni dell' equivalente dinamico del calore; mentre altri la vogliono definire indipendentemente da ogni concetto intorno alla natura del calore, salvo poi ad assegnare ed a modificare, col progresso dei metodi sperimentali, il ragguaglio fra essa e l'unità assoluta. Egli sta con questi ultimi e ne adduce le ragioni.

Il Socio Pitoni domanda la sospensiva, gli si associa Pacinotti, il Presidente e il Socio Rizzi la combattono. Non avendo i primi insistito nella loro proposta, la discussione si chiude coll'approvazione unanime della seguente deliberazione concertata fra il Ròiti, lo Stracciati ed il Righi:

« La Società Italiana di Fisica emette il voto che, come « unità pratica, sia adottata la quantità di calore necessa-« ria a riscaldare di 1° C. della scala del termometro ad idro-« geno un grammo di acqua a 15° C. dello stesso termome-« tro, venendo così ad assegnare il valore *uno* al calore spe-« cifico vero dell'acqua a questa temperatura ».

Il Prof. Battelli, Segretario della Società, prende la parola per dare una breve relazione sui lavori che si stanno eseguendo nell' Istituto fisico di Pisa sotto la sua direzione. Questi lavori riguardano principalmente due temi: lo studio della scarica elettrica e quello degli spettri d'assorbimento dei corpi liquidi e gasosi.

Il Prof. Battelli, insieme col Dott. Magri, ha iniziato uno studio sulle leggi che regolano il movimento dell'elettricità nelle scariche elettriche. L' elemento più difficile da determinare nel complicato problema è quello del periodo della scarica oscillatoria. Per la misura del periodo di oscillazione ha ideato una sirena con due specchi rotanti in modo da dare all'immagine una velocità di rotazione doppia di quella che darebbe uno specchio solo. La sirena, costruita nell' officina del Socio Santarelli, è messa in rotazione da un getto di vapore soprariscaldato. Un artifizio permette di misurare con esattezza il numero dei giri per secondo. Con questa sirena si possono fotografare scariche il cui periodo di oscillazione è 10^{-7} secondi.

Sul comportamento delle scariche elettriche nei gas rarefatti continuano i loro lavori i Dott. Pandolfi e Melani.

Il Dott. Telesca ha quasi ultimato un lavoro sopra il calore sviluppato nei tubi a vuoto percorsi da scariche oscillatorie. Il suo apparecchio è costituito da un condensatore il quale si scarica nel tubo rarefatto attraverso ad uno spinterometro e ad una spirale metallica. La spirale è introdotta in un opportuno calorimetro, come pure speciali calorimetri misurano il calore sviluppato nel tubo e nello spinterometro.

Il Prof. Battelli ed il Dott. Magri, hanno fatto alcune esperienze sulle scariche unipolari di cui ecco i risultati principali: Un tubo a vuoto, messo in comunicazione con una macchina elettrica per mezzo di un suo elettrodo soltanto, dà le apparenze luminose di un ordinario tubo di scarica. Ma sottoponendolo all'azione di un campo magnetico, i raggi che destano la fluorescenza sono deviati come i raggi catodici ordinari; l'aureola azzurrastra di fronte al magnete viene raccolta in un fascio più stretto che è deviato con legge opposta a quella seguita dai raggi catodici. Facendo penetrare i raggi catodici ed i raggi anodici così ottenuti in un apposito elettroscopio, si vede che i primi portano carica negativa ed i secondi positiva. I raggi catodici hanno azione riducente, i raggi anodici azione ossidante.

Il Prof. Battelli ed il Prof. Stefanini hanno intrapreso un lavoro *sulla misura della velocità dei raggi catodici.* Essi dispongono di un tubo di scarica lungo 6 metri. Distribuiti ad ugual distanza in questo tubo si trovano diversi elettrodi-sonde. Per mezzo di un dispositivo speciale, gli Autori misurano esattamente i tempi che la carica elettrica impiega a passare fra due elettrodi successivi: tempi che sono uguali fra loro, e quindi rappresentano la vera velocità con cui detta carica si trasporta. Essi hanno trovato velocità variabili colla rarefazione, da 60 a 120 chilometri al secondo.

Il secondo gruppo di lavori è sullo studio dello spettro di assorbimento delle radiazioni. Al Dott. Puccianti è affidato lo studio dell'*assorbimento nello spettro ultra rosso* per parte dei liquidi. Egli fa passare la luce di una opportuna sorgente per uno spettrometro a specchi con prisma di quarzo, e per un particolare vasetto in cui è posto il liquido assorbente, e la fa da ultimo cadere sopra un radiometro sensibilissimo di

speciale costruzione. I risultati del Puccianti portano a ritenere che l'assorbimento dipenda dai gruppi atomici che entrano a costituire la molecola.

Le ricerche sull'*assorbimento dello spettro luminoso per parte dei gas più comuni* furono eseguite dal Dott. Baccei. Determinando anche l'assorbimento dovuto alle loro mescolanze, trovò che l'assorbimento del miscuglio è uguale alla somma degli assorbimenti dovuti ai singoli componenti.

Il Prof. Righi, Vice Presidente, pregato dagli ospiti stranieri, fa una comunicazione in francese intorno agli ultimi suoi studi relativi all'assorbimento della luce per parte di un gas posto nel campo magnetico. Dopo aver richiamato le antecedenti sue pubblicazioni, descrive le nuove esperienze fatte con un reticolo Rowland di grande modello, dalle quali risulta dimostrato direttamente il fenomeno di Zeeman nella ipoazotide, confermando così il fatto già intravisto col suo metodo dei nicol incrociati. In seguito espone alcune nuove esperienze col vapore di sodio e coll'impiego di luce polarizzata, e dà una teoria dei fenomeni osservati che sembra in buon accordo coi fatti.

Finalmente il Prof. Alessandro Volta descrive i risultati ottenuti mediante esperienze eseguite per lo studio del comportamento dei corpi portati ad elevata temperatura rispetto ai raggi di Röntgen. Chiarisce così e conferma i fatti già annunciati nell'Assemblea di Torino.

Terza seduta.

(22 Settembre, mattina).

La seduta è aperta dal Presidente Prof. Ròiti alle ore dieci, dopo il ritorno dalla visita della tomba di Volta.

Sta all'ordine del giorno la discussione delle varie teorie della grandine. Ha la parola il Prof. Marangoni, il quale di tante teorie ritiene ancora per più plausibile quella data dal Volta, qualora sia adattata alle conoscenze moderne. Secondo il referente, non è difficile dimostrare la sospensione della grandine col bombardamento delle goccioline e susseguente proiezione per

ripulsione elettrica e centrifuga sui chicchi. Cerca di provare che il raffreddamento *progressivo*, per evaporazione, e per la soppressione dell' irradiazione terrestre, è sufficiente alla congelazione dell' acqua. Infine crede che l' ingrossamento dei chicchi sia subordinato alla sospensione colle attrazioni e ripulsioni elettriche generate dal confricamento fra lo strato nevoso ed il cumulo inferiore. Avendo il Volta pensato alla difesa contro la grandine, il Conferenziere parla dell' azione degli spari attribuendone specialmente l'efficacia al sibilo che determina la congelazione precoce del cumulo allo stato di soprafusione.

Il Prof. Bombicci espone le forme che può assumere il chicco di grandine, valendosi delle modalità cristallografiche dell'acqua ed anche di esempi di minerali riproducenti le stesse modalità sferoedriche e le altre dell' acqua cristallizzata. Presenta alquanti pezzi di vetro limpido nei quali si scorgono riprodotte dal silicato di calcio le più caratteristiche modalità dell'acqua cristallizzata capillare, nevosa, granellosa, mimetica e grandiniforme; e porge ai Congressisti in omaggio quadri sinottici ad illustrazione della monografia della grandine, con cognizioni che possono costituire un fattore non indifferente per giungere alla teoria. Dice ancora di essersi prefisso di non impegnarsi in una discussione considerando premature le attuali teorie malgrado i ben augurati lavori contemporanei.

In proposito il Presidente dà lettura di una lettera del generale Velini, Presidente della Commissione speciale nominata per il conferimento di premi a lavori « sulle perturbazioni atmosferiche ». La lettera prega la Società Italiana di Fisica di voler nominare nel suo seno alcuni membri da contribuire alla Giuria per l'assegnazione dei premi stessi.

A questa lettera la Società Italiana di Fisica risponde approvando il seguente ordine del giorno messo innanzi dal Prof. Zublena d' accordo coi Soci Bombicci e Marangoni: « La « Società Italiana di Fisica, plaudendo ai tentativi di dimi- « nuire i danni prodotti dalla grandine, incoraggiando gli « studi teorici e pratici che vi si riferiscono, accoglie l'invito « che le viene da parte del Comitato esecutivo dell' Esposizione « Comasca del 1899, ed accogliendo pure la proposta del suo

« Presidente, incarica i Soci Professori Bongiovanni, Chistoni
« e Oddone di prender parte alla Giuria per l'assegnazione
« dei premi stabiliti dal Ministro di Pubblica Istruzione, dallo
« stesso Comitato e da altri nel concorso bandito col titolo:
« *Memorie e studi scientifici circa le perturbazioni atmosfe-*
« *riche che più facilmente conducono ai temporali grandi-*
« *niferi e sulla formazione della grandine* ».

Quarta seduta.

(22 Settembre, pomeriggio).

Il Presidente dà la parola al Prof. Cardani, che dirà delle sue ricerche *sulla resistenza delle scintille*. L'Autore si è proposto di conoscere almeno il limite massimo della resistenza media delle scintille. Espone e discute il metodo di misura, che può chiamarsi metodo calorimetrico delle scariche impulsive. I risultati sono i seguenti: I) La resistenza di una scintilla consta di due parti: una costante dipendente dagli elettrodi, l'altra variabile e proporzionale alla lunghezza della scintilla. II) La resistenza delle scintille diminuisce col crescere della capacità del condensatore. III) La scintilla presenta la stessa resistenza per distanze comprese tra 1 e 24 cm. e per una pressione di cm. 0,01 di mercurio. Crescendo la pressione la resistenza aumenta e presenta un massimo che è tanto più notevole, e si manifesta a pressione tanto minore, quant'è più lunga la distanza esplosiva. La massima variazione di resistenza, viene presentata quando la scintilla passa dalla forma di fiocco a quella di nastro. È proposito dell' A. di estendere le ricerche a pressioni ancora più basse, e di ripetere le esperienze con gas differenti.

Il Prof. Bongiovanni parla intorno ad alcune determinazioni didattiche di magnetismo terrestre e di suscettività magnetica, mediante l' azione magnetizzante della terra. Presenta un apparecchio atto a far vedere quale sia la direzione del meridiano magnetico e l' inclinazione magnetica per mezzo di una sbarra di ferro dolce. Trova la formula esprimente la deviazione che questa produce in un piccolo ago magnetico, e

ne deduce diversi metodi per ottenere la direzione del meridiano magnetico rispetto ad un dato piano verticale, l' inclinazione magnetica, non che il coefficiente di magnetizzazione della sbarra, per valori della forza magnetizzante non superiori all' intensità del campo geomagnetico. Nota infine che i risultati ottenuti mostrano che tali metodi presentano un grado di approssimazione più che sufficiente per le dimostrazioni scolastiche.

La parola spetterebbe al Dott. Majorana, ma egli vi rinuncia avendo già nella seduta generale del Congresso degli Elettricisti fatto la sua comunicazione « sulla teoria del contatto [1]) ».

Seguono alcune esperienze del Prof. Arnò le quali servono a sostituire, nelle primitive *dimostrazioni del ritardo di polarizzazione nei dielettrici,* dischi dielettrici ai cilindri dielettrici che, per alcune materie isolanti, presentavano gravi difficoltà di costruzione. Questi dischi possono quindi essere di mica, materia che meglio di ogni altra è leggiera ed invariabile. Le nuove disposizioni e varianti hanno importanza per la costruzione d'istrumenti di misura.

Il Dott. Moretto riferisce su alcune sue esperienze fatte *sul fenomeno di Hall* adoperando come misura dell'intensità del fenomeno il nuovo metodo alcalimetrico del Prof. Cardani basato sui processi chimici di analisi volumetrica. Dal confronto delle sue esperienze con quelle di altri è portato a ritenere che il fenomeno di Hall per correnti deboli, anzichè mantenersi proporzionale all'intensità della corrente, sia alquanto maggiore. Ha poi riscontrato che il fenomeno si verifica anche colle scariche elettriche, ed anzi con intensità maggiore che colle correnti continue. Il Moretto dice di continuare le sue esperienze e si ripromette di poter risolvere con questo metodo la tanto discussa questione dell'esistenza del fenomeno di Hall nei liquidi, vera meta di tutte queste sue esperienze.

Il Prof. Mazzotto, trattando del *magnetismo susseguente nel ferro,* riferisce i risultati di esperienze da lui eseguite

1) Di questo lavoro l' A. ha pubblicato un ampio riassunto anche nel *N. Cimento* T. IX, p. 335.

per determinare il ritardo che subisce il ferro nella magnetizzazione, e specie l' influenza che hanno sul fenomeno la ricottura ed il rinvenimento. Trovò che le sbarre di ferro ricotte mantenute lungamente a temperatura costante, anche se questa è la temperatura dell'ambiente, presentano un magnetismo susseguente ed una permeabilità sempre decrescenti. Egli pervenne alla seguente legge: Il magnetismo susseguente e la permeabilità del ferro ricotto mantenuto lungamente, anche a più riprese, a temperatura fissa, tendono verso un *minimum* il cui valore assoluto aumenta con detta temperatura ed è raggiunto tanto più rapidamente quanto più questa è elevata. L'A. fa notare l'importanza, anche pratica, che hanno le forti variazioni constatate nel magnetismo susseguente e specie nella permeabilità per la lunga permanenza del ferro a temperature anche non molto alte, poichè questo caso si verifica nel nucleo delle dinamo, e specialmente dei trasformatori i quali perciò devono subire forti variazioni nelle loro costanti magnetiche.

Il Prof. Pierluigi Perotti presenta e fa agire due suoi apparecchi. Il primo consta di un generatore trifase e del suo ricevitore; col secondo si determina la rotazione di un campo magnetico mercè un commutatore-direttore di una corrente continua, o la semirotazione di un campo magnetico mercè un direttore della stessa corrente.

Il Dott. Tommasina parla brevemente di alcune sue recenti esperienze che gli permisero di ottenere lo spettro delle linee di forza di un campo elettrico nei liquidi dielettrici mediante le polveri metalliche, e le bollicine gassose sviluppantesi; constatando in pari tempo i movimenti oscillatorii dei singoli grani e delle bolle nella direzione delle linee di forza. Poi riferisce sulla produzione di movimenti rotatorii continui in piani verticali radiali di solidi dielettrici nei liquidi pure dielettrici, formando colla corrente secondaria di un rocchetto di Ruhmkorff un campo elettrico verticale, adoperando, come elettrodi polari, il recipiente metallico contenente il liquido e un pendolo metallico sovrastante al centro di quello. Accenna di volo il metodo seguito per sviscerare il fenomeno dei *coherer*, col quale ottenne la produzione delle

catene di auto-formazione. Aggiunge in fine una descrizione sommaria della disposizione sperimentale adottata per la constatazione del fenomeno di fluorescenza producentesi nella parte opposta al catodo di un tubo *focus* ripieno di acqua distillata.

Il Prof. Malagoli, ottenuta la parola, fa notare come fra le interessanti esperienze del Tommasina quelle delle catene di autoformazione si possono ritenere come dovute all'azione elettrostatica. Le stesse apparenze si vedono in modo più grandioso usando, in posto dell'acqua, del petrolio, anche se la sorgente elettrica sia una debole macchina a strofinio. Cosi molte singolarità notate, come la catena unica, l'influenza del metallo, la necessità di un certo tempo affinchè il fenomeno avvenga, trovano semplice e completa spiegazione basata nell'induzione. Questi studi del Tommasina offrono modo di spiegare i moti bruschi notati da L. Arons nelle polveri dei *coherer*.

Il Dott. Razeto dice di alcune sue esperienze criptoscopiche e su fenomeni di fosforescenza secondaria. Infine l'Ingegnere G. Santarelli presenta per la misura del calor raggiante un radiomicrometro da lui costruito seguendo il concetto di Vernon Boys, nel quale apparecchio sono riuniti la pila ed il galvanometro, questo non perturbato dalle variazioni accidentali del campo.

Quinta seduta.

(23 Settembre, mattina).

Il socio Prof. Rizzi presenta una trentina di tavolette dipinte ad olio riproducenti le principali colorazioni del cielo e del mare nel Golfo di Napoli. In esse l'artista, che è lo stesso Rizzi, dipinse col solo scopo di studiare l'ottica atmosferica, nè si lasciò incatenare dall'arte. I dipinti essendosi eseguiti in meno di mezz'ora, rendono quasi esattamente i fenomeni. Sono fugaci ed attraenti visioni di crepuscoli vespertini, di tramonti, di meriggi, di giornate calde e fredde, di giorni coverti e sereni, e persino di qualche plenilunio e

del chiarore della luce zodiacale. All' applaudita esposizione fan seguito alcune considerazioni teoriche, dalle quali risulta che le spiegazioni date finora sono insufficienti, specialmente quando si tien conto della caratteristica di questi fenomeni napoletani, che è la mobilità e saltuarietà delle tinte. Esse sembrano dovute a correnti di convezione nell'aria e nell'acqua, ma su esse vi è ancora molto da studiare. L'A. dice ancora qualche parola sulla tecnica usata nelle belle riproduzioni.

Il Presidente Prof. Ròiti comunica la risposta del Presidente Onorario Prof. Felici, che ringrazia e ricambia commosso i saluti.

Sul miglioramento del programma della Fisica negli Istituti Tecnici, essendosi manifestati dei dubbi per parte dei Soci: Semmola, Ascoli, Cardani, il Presidente sospende la discussione invitando gli interessati a mettersi d'accordo e presentare, non più tardi del Giugno venturo, una proposta concreta che sarà posta all'ordine del giorno per l'anno prossimo.

Il Prof. Volta chiede che si richiami l'attenzione del Ministero sugli inconvenienti di considerare nei Licei alcune discipline come meno importanti di altre. Il Prof. Blaserna trova inopportuno chiedere per ora di più in favore delle scienze sperimentali, ed il Prof. Ròiti consiglia d'attendere la risoluzione del quesito pendente pel coordinamento della Matematica colla Fisica.

Il Presidente, sentito dai Direttori del *Nuovo Cimento* che in questi giorni non si è potuto stabilire nulla di definitivo per la compilazione del giornale, raccomanda di nuovo a tutti i Soci di far conoscere i loro desideri ai Professori Battelli e Volterra. Raccomanda inoltre che la questione dei periodici ricevuti in cambio sia definita prima dell' anno prossimo, e confida che essi restino patrimonio della Società Italiana di Fisica.

L' esposizione del bilancio, fatta dal Cassiere Prof. Stefanini, è approvata. Il bilancio stesso si chiude con un avanzo di L. 1220,30, dalle quali però dovranno dedursi alcune piccole spese di posta, sostenute dal Vice-segretario Ercolini.

Si passa a discutere le modificazioni all'art. 4 dello Statuto proposte dalla Presidenza:

Tutti ammettono la convenienza che il Presidente abbia vicino a sè il Vice-segretario e che questi sia scelto dal Consiglio anzi che dall'Assemblea.

Torna evidente che possono riuscire incompatibili le due condizioni: durata in carica per un biennio, e rinnovazione per metà d'anno in anno della Presidenza e del Consiglio. Infatti ora il Presidente ed il Vice-presidente sono in carica appena da un anno, e per la parziale rinnovazione è giusto che si ritiri quegli che da più tempo si trova nell'ufficio di presidenza. Tale è l'opinione che ha indotto il Professore Ròiti a compilare il nostro ordine del giorno ed a proporre che sia tolta dall'art. 4 l'indicazione della durata in carica.

Il Socio Blaserna pensa invece che non convenga rinnovare troppo spesso la Presidenza, ed insiste perchè essa rimanga quest'anno qual'è. Il Consigliere Cardani è pure di questo parere, ma desidera che ogni anno si rinnovino tre Consiglieri. Alla discussione prendono parte il Vice-presidente Righi ed il Socio Ascoli, e finalmente si approva all'unanimità che all'art. 4 dello Statuto, votato nell'Assemblea di Roma, sia sostituito il seguente:

Art. 4. — « L'Assemblea generale elegge fra i Soci un « Presidente, un Vice-presidente, sei Consiglieri, un Segreta- « rio, un Cassiere ed un Bibliotecario.

« Il Presidente ed il Vice-presidente restano nella pro- « pria carica un biennio e non possono essere immediatamente « rieletti alla medesima.

« Tre Consiglieri scadono ogni anno. Gli uscenti sono « designati dall'anzianità nell'ufficio e, a pari anzianità, dalla « sorte. Non possono essere rieletti immediatamente alla ca- « rica occupata.

« Il Segretario, il Cassiere ed il Bibliotecario restano in « carica tre anni, e possono venire immediatamente rieletti.

« Il Consiglio, composto dei Soci aventi le dette cariche « speciali e de' sei Consiglieri, si aggrega un Vice-segretario « che abbia la medesima residenza del Presidente e che scada « insieme con lui.

« Il Consiglio interpreta lo Statuto nei casi dubbi, for-
« mula i Regolamenti, delibera il da farsi pel miglioramento
« e maggiore sviluppo della Società.

« Il Cassiere tiene i conti della Società e comunica ai
« Soci lo stato del bilancio nella *seduta annuale*, prima che
« si facciano le nuove elezioni. Cura l'esazione delle tasse
« dei Soci, e paga i mandati ad uscita che il Segretario spicca
« e fa vistare dal Presidente.

« Il Bibliotecario tiene in ordine e conserva i libri che
« la Società stessa riceve, compila e tiene in corrente il
« catalogo ».

I Soci Rizzi, Sella, Oddone, Majorana, Pierpaoli, Cirri e Moretto propongono di aggiungere allo Statuto il seguente articolo:

« L'Assemblea della Società Italiana di Fisica può nomi-
« nare come Soci onorari scienziati esteri, o coloro che si
« sono resi benemeriti della Società stessa ».

Il Presidente, facendo plauso al concetto che informa questa proposta, dice che essa sarà posta all'ordine del giorno per la prossima Assemblea.

Dopo breve discussione, il Regolamento per le esazioni viene approvato nei seguenti termini:

« 1) I Membri della Società Italiana di Fisica sono tenuti
« a pagare una quota annua di *Lire diciotto*, ricevendo in
« cambio il *Nuovo Cimento* e tutte le pubblicazioni della
« Società.

« 2) Tale quota dovrà essere versata ogni anno, prima
« del 31 dicembre.

« 3) Finito l'anno, i Soci che non avranno fatto il ver-
« samento saranno avvertiti dal Cassiere che per loro cesserà
« l'invio del giornale.

« 4) I Soci che pel 31 Maggio successivo avranno man-
« cato di mettersi in regola, saranno diffidati per cartolina
« raccomandata.

« 5) Se al 31 Luglio non avranno ancora pagato, si in-
« tenderanno dimissionari, e i loro nomi verranno denunziati
« alla prossima Assemblea ».

Indi è acclamata la proposta del socio Blaserna, che i Professori Ròiti e Righi rimangano in carica per tutto il 1900: e quindi con essi rimane il Dott. Ercolini nella carica di Vice-segretario. Pure per acclamazione sono confermati per un triennio il Segretario Battelli ed il Cassiere Stefanini.

È del pari confermato nella carica di Bibliotecario il Dott. Pandolfi.

Essendosi deciso di rinnovare subito il Consiglio per metà, oltre gli scaduti Professori Grassi e Pierpaoli, si sorteggia il Prof. Cardani.

Ai tre posti di Consiglieri rimasti così vacanti vengono eletti in prima votazione: il Prof. Ascoli con 38 voti, il Professore Macaluso con 35 voti, ed il Prof. Stracciati con 34 voti, su 48 votanti.

Il Consiglio della Società resta per quest'anno così costituito:

Presidente: Prof. A. Ròiti.

Vice-presidente: Prof. A. Righi.

Consiglieri: Professori A. Naccari, V. Volterra, G. Bongiovanni, M. Ascoli, D. Macaluso e E. Stracciati.

Segretario: Prof. A. Battelli.

Cassiere: Prof. A. Stefanini.

Bibliotecario: Dott. M. Pandolfi.

Vice-segretario: Dott. G. Ercolini.

Il Socio Santarelli esprime il desiderio che la nostra Società e l'Associazione Elettro-tecnica tengano le loro adunanze annuali nella medesima città e nei medesimi giorni. Dopo un breve scambio d'idee in proposito, è approvata all'unanimità la seguente deliberazione:

« La Società Italiana di Fisica, compresa dell'utilità per « la Scienza pura e per la Scienza applicata che i loro cul- « tori abbiano occasione di trovarsi insieme, desiderosa che il « compiacimento provato quest'anno nella compagnia degli « Elettrotecnici abbia a ripetersi, fa voti che la propria Presi- « denza e quella dell'Associazione Elettro-tecnica prendano gli « opportuni concerti affinchè le due Assemblee si trovino in- « sieme il più spesso possibile ».

Il Consigliere Grassi rileva la convenienza che, qualora le due Società non possano adunarsi in una medesima città, sieno per quell'anno convocate in giorni differenti.

Ma per ora, dovendo osservare le prescrizioni del nostro Statuto, bisogna scegliere la sede dell'Assemblea pel 1900: e dopo generosa gara tra chi propone Bologna e chi propone Pisa, si proclama, a meno di poche astensioni, la Città di Pisa.

La seduta si toglie a mezzogiorno, con un plauso al Presidente Prof. Ròiti, proposto dal Senatore Blaserna e dal Professore Battelli.

Il Presidente
A. Ròiti.

I Segretari
O. Cirri ed E. Oddone.

Hanno fatto adesione alla Società i signori:

Bombicci Prof. Luigi, R. Università	Bologna
Finzi Dott. Giorgio	Milano
Moretto Dott. Pietro, Istituto Fisico dell'Università	Parma
Schincaglia Prof. Ignazio, R. Liceo	Lucera
Umani Prof. Antonio, R. Liceo	Fermo